PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1914. Redaktionsschluß für No. 12 am 30. Mai 1914. 15. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

W. Grotrian u. C. Runge, Die sogenannten Cyanbanden. S. 545.

A. Wehnelt u. E. Liebreich, Über die Energie der Elektronenemission glühender Körper. S. 548.

A. Righi, Experimentaluntersuchungen über die magnetischen Strahlen in verschiedenen Gasen und Gasgemischen. II. S. 558.

W. Planck, Absorptions- und Brechungsindizes dünner Kupferschichten. S. 563.

S. Boguslawski, Pyroelektrizität auf Grund der Quantentheorie. S. 569.

R. W. Wood u. G. A. Hemsalech, Die durch Ultra-Schumann-Wellen erregte Fluoreszenz von Gasen. S. 572.

A. Harnack, Die Anwendung des nichtkondensierten Funkens für Metallspektren als neue Methode zur Erzeugung von „Flammenspektren". S. 578.

W. Sorkau, Zur Kenntnis der Turbulenzreibung. S. 582.

A. F. Wagner, Eine Untersuchung der magnetischen Permeabilität bei niedriger Induktionsdichte mit dem Burrowsschen kompensierten Doppelstab und Jochpermeameter. S. 587.

B. Gutenberg, Über mikroseismische Bodenunruhe. S. 591.

A. Krause, Ein Universalschalter. S. 593.

E. Klupathy, Über eine Projektionseinrichtung zur gleichzeitigen Projektion horizontaler und vertikaler Gegenstände. S. 594.

Besprechungen:

W. Meinardus, Meteorologische Ergebnisse der Deutschen Südpolarexpedition 1901—1903 und der Internationalen Meteorologischen Kooperation 1901—1903. S. 595.

G. W. Walker, Modern Seismology. S. 595.

J. Herrmann, Elektrotechnik, Einführung in die Starkstromtechnik. IV. Teil: Die Erzeugung und Verteilung der elektrischen Energie. S. 595.

H. Brearly, Die Wärmebehandlung der Werkzeugstähle. S. 596.

Sonderabdrucke aus „Helios" (Fach- und Exportzeitschrift für Elektrotechnik.) S. 596.

Bücher der Naturwissenschaft. Band 9—14. S. 596.

Travaux et mémoires du Bureau international des poids et mesures. XV. S. 597.

F. M. Jaeger, Eine Anleitung zur Ausführung exakter physiko-chemischer Messungen bei höheren Temperaturen. S. 598.

Technik der tiefen Temperaturen. Vorgelegt von der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen, Abteilung für Gasverflüssigung. S. 598.

G. K. Burgeß u. H. Le Chatelier, Die Messung hoher Temperaturen. S. 598.

F. Moritz, Les moteurs thermiques dans leurs rapports avec la thermodynamique. S. 599.

H. Busch, Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik. S. 600.

Tagesereignisse:

Mitteilung aus der Reichsanstalt: Fabrikmäßige Darstellung von Merkurosulfat für Normalelemente. S. 600.

Empfangsanordnung für die Beobachtungen während der Sonnenfinsternis. S. 600.

Personalien. S. 600.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die sogenannten Cyanbanden.

(Mitteilung aus dem Institut für angewandte Elektrizität zu Göttingen.)

Von W. Grotrian und C. Runge.

Zur Stickstoffgewinnung aus der Luft nach dem Verfahren der Badischen Anilin- und Sodafabrik verwendet man lange Wechselstromlichtbögen, die in den technischen Öfen eine Länge bis zu 8 m erreichen. Die Möglichkeit, derartige Lichtbögen herzustellen, beruht auf der Anwendung eines von Schönherr[1]) entdeckten Kunstgriffes. Dieser läßt Hochspannungslichtbögen in einem zylindrischen Rohr brennen, und stabilisiert die an sich gegen ungleichmäßige Luftströmungen sehr empfindlichen Gebilde dadurch, daß er am unteren Ende des Rohres einen Luftstrom tangential so einführt, daß im Rohr ein schraubenförmig aufsteigender Wirbel entsteht, in dessen Mitte der Lichtbogen völlig ruhig brennt.

Mit einer diesen Öfen in kleineren Dimensionen nachgebildeten Versuchsanordnung (es konnten mit der Gleichstromhochspannungsmaschine des Instituts für angewandte Elektrizität von 5000 Volt und 3 Amp. maximaler Leistung Lichtbögen in Luft bis zu 100 cm Länge hergestellt werden) haben wir die spektroskopischen Eigenschaften langer Gleichstromlichtbögen in verschiedenen Gasen untersucht.

Zur Untersuchung der Gasspektren machen zwei Eigenschaften diese Lichtbögen besonders geeignet.

1. Wie bei gewöhnlichen Lichtbögen kleiner Länge und großer Stromstärke tritt unter normalen Verhältnissen an Kathode und Anode das Spektrum des Elektrodenmaterials auf, dieses reicht aber nur ein verhältnismäßig kurzes Stück in den eigentlichen Bogen hinein, und ist in der Mitte des Bogens wenn überhaupt merkbar, so doch derartig schwach, daß hier die Emission wesentlich vom Gase herrührt. Die Untersuchung der elektrischen Eigenschaften dieser Lichtbögen, die der eine von uns ausgeführt hat, zeigt unzweideutig, daß die Leitung in diesen Lichtbögen von Gasionen übernommen wird, da der Verlauf der elektrischen Charakteristik unabhängig ist von dem Elektrodenmaterial. Unter

1) Schönherr, Die Fabrikation des Luftsalpeters nach dem Verfahren der Badischen Anilin- und Sodafabrik, E.T.Z. 1909, S. 365. Vergl. auch Zenneck, Die Verwertung des Luftstickstoffes mit Hilfe des elektrischen Flammbogens, Vortrag der Vers. d. Naturforscher u. Ärzte, Königsberg 1910. Mit 29 Abbildungen im Text. Leipzig, S. Hirzel. 1911.

besonderen Umständen gelingt es sogar, Entladungsformen zu erhalten, bei denen weder an der Anode noch an der Kathode das Spektrum des Elektrodenmaterials auftritt, so daß man hier eine Glimmentladung vor sich hat bei Atmosphärendruck und hoher Stromstärke.

2. Gegenüber dem gewöhnlichen Glimmlicht in evakuierten Röhren hat dieser Bogen noch den Vorteil, daß infolge der hohen Gasdichte kleine Verunreinigungen verhältnismäßig wenig stören, zumal da durch den dauernd starken Gasstrom (das Gas wurde gewöhnlich aus einer Bombe direkt in das Entladungsrohr geblasen) etwa sich bildende Verunreinigungen sofort weggespült und durch frisches Gas ersetzt werden.

Derartige Entladungen ohne Elektrodenlicht lassen sich besonders leicht in reinem Stickstoff herstellen. Wir haben sie beobachtet bis zu etwa 30 cm Länge und Stromstärken über 1 Amp. An der Anode geht die Entladung aus einer punktförmigen Ansatzstelle, die hell rosa leuchtet, in den eigentlichen Bogen über. Dieser selbst besteht aus einem rötlich-violett leuchtenden Bande. Von einer Aureole ist bei kräftigem Gasstrom nichts zu merken. An der Kathode bildet sich ein breiter bläulich leuchtender Fleck, der ganz analog dem negativen Glimmlicht im Vakuumrohr ist und die negativen Stickstoffbanden emittiert.

Die spektroskopische Untersuchung des Bandes ergab nun das Resultat, daß das von ihm ausgestrahlte Licht im wesentlichen aus den sogenannten Cyanbanden[1]) besteht. Dieselben erstrecken sich in gleicher Intensität über den ganzen Bogen und überragen bei weitem an Intensität die negativen und positiven Stickstoffbanden, die außerdem noch auftreten.

Dies Ergebnis legte sofort die Vermutung nahe, daß diese Banden nicht dem Cyan, sondern dem Stickstoff zuzuschreiben seien und veranlaßte uns, das Auftreten dieser Banden genauer zu studieren.

Zunächst war festzustellen, ob nicht Verunreinigungen das Erscheinen dieser Banden bewirkten, und zwar konnte dies der Fall sein 1. bei Anwesenheit von Cyan im Stickstoff, 2. bei Anwesenheit von Kohle oder Kohleverbindungen.

Daß Cyan im Stickstoff enthalten sei, war an sich sehr unwahrscheinlich; die chemische Analyse gab an: 99,5 Proz. reiner Stickstoff und 0,5 Proz. Bestandteile der atmosphärischen Luft. Es wäre auch gar nicht einzusehen, wie bei der Gewinnung des N aus flüssiger Luft Cyan in den Stickstoff kommen sollte, da es an sich ein seltenes Gas ist und seine direkte Bildung aus C und N erst bei außerordentlich hohen Temperaturen erfolgt.

Der Nachweis, daß Kohle und Kohleverbindungen nicht vorhanden seien, war schwieriger zu führen. Zunächst wäre es möglich, daß feine Kohleteilchen aus der Bombe in das Lichtbogenrohr mitgerissen würden; wir ließen deshalb den N-Strom durch einen Wattebausch hindurchgehen, ohne eine Änderung der Intensität der betreffenden Banden bemerken zu können.

Zweitens könnten Spuren von CO_2 aus der Luft herrührend den zur Bildung von Cy nötigen C hergeben. Daß CO_2 sicher nicht so wirkt, ließ sich dadurch zeigen, daß Zuführung von CO_2 in den Stickstoffstrom bei kleinen zugeführten Mengen die Intensität der Banden nicht beeinflußte, bei größeren Mengen sogar schwächte.

Schließlich könnte man annehmen, daß aus den Elektroden kleine Mengen von C in den Bogen kämen. Dies war bei der beschriebenen Form, die überhaupt das Spektrum des Elektrodenmaterials nicht mehr zeigt, an sich schon unwahrscheinlich; aber auch wenn das Spektrum des Elektrodenmaterials wahrnehmbar war, zeigte sich die Intensität der Banden ganz unabhängig von dem verwendeten Elektrodenmaterial. Wir haben *Cu*, *Fe*, *Pt*, *Mg* und *Al* verwendet, man müßte also in allen diesen Metallen gleich starke Verunreinigungen von C annehmen, was doch äußerst unwahrscheinlich ist.

Und wenn wirklich Spuren von C vorhanden gewesen wären, so hätten sich diese doch sicher spektroskopisch nachweisen lassen müssen. Wir haben auf unseren Aufnahmen vom C-Spektrum keine Spur entdecken können, selbst dann nicht, wenn die „Cy-Banden“ schon stark überbelichtet waren. Die Kohlebanden, deren Hauptkanten bei 4382, 4737, 5165 und 5635 liegen, waren nicht zu sehen, ebensowenig die Kohlelinie 2478, die bei den geringsten Spuren von Kohle erscheint. Wenn hiermit nachgewiesen ist, daß die „Cyanbanden“ ohne Anwesenheit von C auftreten, so läßt sich andererseits auch zeigen, daß ihre Intensität gar nicht durch das Vorhandensein von C beeinflußt wird. Läßt man nämlich den N-Bogen zwischen C-Elektroden brennen, so beobachtet man keine Intensitätsänderung gegen Metallelektroden. Das C-Spektrum ist dann nur in der Nähe der Elektroden zu sehen, während die „Cy-Banden“ ganz durchgehen. Führten wir in den Bogen eine Kohlesonde ein, so wurde allerdings an dieser Stelle die Intensität der Banden stärker. Dies hatte aber seine Ursache darin, daß das Lichtbogenband durch die Sonde zur Seite gedrängt wurde. Dadurch wurde der Querschnitt desselben verkleinert und die Stromdichte vergrößert. Dies bewirkt die Verstärkung der Intensität. Wir

1) Gemeint sind die Banden, deren Hauptkanten bei 4900, 4216, 3884, 3590 und 3360 liegen. Literatur siehe bei Kayser, H. d. Sp., Bd. 5.

konnten denselben Effekt mit einer Sonde aus beliebigem anderen Material erzielen, z. B. *Fe* oder *Cu*. Hiermit scheint uns zunächst zur Genüge dargetan, daß die Anwesenheit von *C* für das Auftreten der „*Cy*-Banden" unwesentlich ist.

Es ergibt sich nunmehr folgende Fragestellung: Durch welche Versuche sind frühere Experimentatoren darauf geführt worden, diese Banden dem Cyan zuzuschreiben und wie lassen sich diese zugunsten der neuen Behauptung deuten?

Da ist vor allem folgende bekannte Tatsache zu erwähnen. Untersucht man einen gewöhnlichen kurzen Kohlelichtbogen in Luft, so beobachtet man die Cyanbanden außerordentlich intensiv im ganzen Bogen, während sie bei Metallelektroden im allgemeinen nicht sichtbar sind. Da, wie Liveing und Dewar, Kayser und Runge und Andere gezeigt haben, die Anwesenheit von *N* für das Auftreten der *Cy*-Banden notwendig ist, so schloß man hieraus, daß die Kombination von *C* und *N* wesentlich sei und schrieb die Banden dem Cyan zu. Andererseits hat man sie auch in der Cyanflamme beobachtet.

Diese Erscheinungen sind nun unserer Auffassung nach folgendermaßen zu erklären. Läßt man lange Lichtbögen in Luft zwischen Metallelektroden brennen, so zeigt das den Elektrizitätstransport übernehmende Band wesentlich ein *O*-Bandenspektrum[1]), während vom Stickstoffspektrum nichts zu merken ist. Bringt man andererseits in den *N*-Strom, in dem der *N*-Bogen brennt, kleine Luftmengen, so verschwinden die eben noch intensiv vorhandenen *N*- und *Cy*-Banden sofort. Kohle hat nun die Eigenschaft, bei hoher Temperatur den Sauerstoff zu binden, dadurch wird an Stellen, wo sich glühende Kohle befindet, der *O* entfernt und das *N*-Spektrum kann herauskommen.

Diese sehr plausible Annahme erklärt in der Tat alle Beobachtungen. Erstens natürlich das Auftreten der „*Cy*-Banden" in kurzen Kohlelichtbögen, wo ja eine intensive Oxydation der Kohle im ganzen Bogen stattfindet. Erzeugt man lange Lichtbögen zwischen Kohleelektroden in Luft, so treten die „*Cy*-Banden" nur dicht an den Elektroden auf, weil nur hier die Kohle zur Bindung des *O* genügt, während in entfernteren Teilen des Bogens das *O*-Spektrum die „*Cy*-Banden" verdrängt. Bringt man eine Kohlesonde in den Luftbogen, so treten die Cyanbanden nur in unmittelbarer Nähe der Kohle auf.

Bei der Cyanflamme findet eine Verbrennung der Kohle statt, es wird also auch hier der Sauerstoff gebunden und es kann infolgedessen das *N*-Spektrum herauskommen.

Die eben beschriebenen Versuche am Kohlebogen ließen sich sowohl zugunsten der einen oder der anderen Annahme auslegen, das ist aber bei folgendem Experiment nicht mehr der Fall. Wenn wirklich die Entfernung des *O* die „*Cy*-Banden" erscheinen läßt, so müßten sie sich auch durch andere oxydierende Stoffe zum Vorschein bringen lassen. Es ist bekannt, daß *Cu* bei hoher Temperatur oxydierend wirkt, wir haben in der Tat auch bei langen Luftbögen zwischen *Cu*-Elektroden ganz dicht an der Anode das positive *N*-Spektrum und die „Cyanbande" 3883 beobachten und photographieren können. Daß zwischen *Cu*-Elektroden in Luft bei kurzen Lichtbögen im partiellen Vakuum die „*Cy*-Banden" auftreten, hat z. B. Hagenbach (diese Zeitschr. **10**, 653, 1909) beobachtet, ohne dies genügend erklären zu können. Ebenso finden sie sich im *Cu*-Funken in Luft (siehe z. B. Hagenbach und Konen, Atlas der Emissionsspektren, Aufnahme 233).

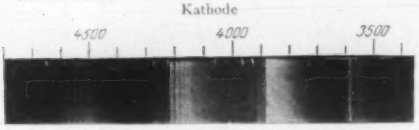
Bei Eisenelektroden haben wir auch die Kanten der Bande 3883 ganz schwach wahrnehmen können. Andererseits haben wir die „*Cy*-Banden" in Luft nicht beobachten können, wenn Graphitpulver auf die untere Elektrode gebracht oder eine Graphitsonde in den Bogen gehalten wurde. Es ist bekannt, daß Graphit selbst bei hoher Temperatur nicht oxydierend wirkt.

Um die Behauptung, daß lediglich die Anwesenheit von *O* das Auftreten der Cyanbanden hindert, zu bekräftigen, haben wir noch folgenden Versuch gemacht. Wir ließen einen kurzen etwa 1 cm langen Hochspannungsbogen in einem abgeschlossenen Zylinder brennen und leiteten einen Luftstrom hindurch. Dann waren im Bogen die „Cyanbanden" zunächst nicht zu merken. Dann wurde der Luftstrom, ehe er in das Lichtbogenrohr eintrat, durch drei mit Pyrogallussäure gefüllte Flaschen geleitet, die den *O* wenigstens kurze Zeit vollständig absorbieren. Sofort kamen die *Cy*-Banden deutlich hervor. Man kann sie auch schon beobachten, wenn man den Bogen vollständig von außen abgeschlossen in dem Rohr zwischen *Cu*-Elektroden brennen läßt, weil allmählich der *O* von dem *Cu* gebunden wird und dann entsprechend unserer Hypothese die fraglichen Banden erscheinen können.

Schließlich sei erwähnt, daß von Wartenberg Versuche angestellt worden sind, in den vom Kohlebogen in Luft kommenden Abgasen das Cyan chemisch nachzuweisen, aber ohne jeden Erfolg. Dieser Befund spricht auch da-

1) Über dieses *O*-Bandenspektrum, das, soviel wir wissen, noch nicht bekannt ist, werden wir demnächst berichten.

für, daß sich Cyan im Kohlebogen überhaupt nicht bildet.



Die Figur zeigt eine unserer Aufnahmen des Bogens zwischen Kupferelektroden im Stickstoffstrom. Von dem etwa 10 cm langen Bogen wurde auf dem Spalt des Spektroskops ein etwa $1^1/_2$ cm langes Bild entworfen. Das Spektroskop bestand in einem Rowlandschen Konkavgitter von 1 m Krümmungsradius. Hinter dem Spalt war eine Zylinderlinse mit horizontaler Achse angebracht, um den Astigmatismus des Konkavgitters zu beseitigen. Dadurch waren allerdings bei der geringen Güte der Zylinderlinse und der improvisierten Justierung die Spektrallinien weniger fein; aber für unseren Fall war eine einigermaßen stigmatische Abbildung wichtiger, um die Vorgänge im Bogen zu übersehen. Die kurzen Linien an der Kathode rühren vom Kupfer und Verunreinigung des Kupfers (z. B. Kalzium) her. Sie reichen nicht in den Bogen hinein und sind an der Anode nicht zu sehen. Während der Aufnahme gab es Momente, wo sie auch an der Kathode nicht zu sehen waren. Die sog. negativen Stickstoffbanden sind besonders deutlich an der Anode zu sehen. Die positiven Stickstoffbanden sind auch an der Anode zu sehen, treten aber auf der Reproduktion nicht deutlich hervor.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die sog. Cyanbanden bei 3360, 3590, 3883, 4216 und 4606 in langen Stickstofflichtbögen intensiv auftreten, wenn nachweislich weder Cy noch C anwesend sind. Diese Banden sind also dem Stickstoff zuzuschreiben. Durch verschiedene Experimente wird diese Behauptung bestätigt und es wird gezeigt, daß sie mit keiner bisher bekannten Tatsache im Widerspruch steht.

Die beschriebenen Versuche wurden ausgeführt im Institut für angewandte Elektrizität. Herrn Prof. Simon sind wir für die bereitwillige Überlassung der großen Mittel seines Instituts zu aufrichtigem Danke verpflichtet.

(Eingegangen 25. April 1914.)

Über die Energie der Elektronenemission glühender Körper[1]).

Von A. Wehnelt und E. Liebreich.

Für die Energie U, welche die aus einem glühenden Draht entweichenden Elektronen dem Metall entziehen, hat Herr O. W. Richardson[2]) die Beziehung

$$U = eN\left(\Phi + \frac{2R(\Theta - \Theta_0)}{e}\right)$$

aufgestellt, worin N die Zahl der vom glühenden Draht entweichenden Elektronen, $\Theta - \Theta_0$ die absolute Temperatur, R die sogenannte Gaskonstante für ein Elektron, e dessen Ladung und Φ den Potentialsprung, welcher an der Oberfläche herrscht, darstellt.

Beim Entweichen der Elektronen wird dem Glühdraht eine gewisse Energiemenge entzogen, wodurch eine Temperaturerniedrigung eintritt.

Diese Temperaturerniedrigung ist zuerst von dem einen von uns und von Herrn Jentzsch am Kalziumoxyd nachgewiesen worden[3]). Hierbei stellte sich heraus, daß die Abkühlung größer war, als die Theorie verlangt. Herr Richardson hat sich in neuerer Zeit mit demselben Gegenstand befaßt[4]) und durch Messungen an einem Wolframdraht gefunden, daß für diesen sich Werte von Φ ergeben, die seiner Theorie entsprechen. Er schloß aus seinen Versuchen, daß in den vorher erwähnten Messungen an mit Kalziumoxyd überzogenen Platindrähten Fehlerquellen in der Versuchsanordnung die richtigen Werte entstellt hätten. Herr Richardson hat indes nunmehr in allerneuester Zeit auch selbst Messungen an Kalziumoxyd angestellt[5]), und die Richtigkeit des Befundes bestätigt, daß die von ihm aufgestellten Beziehungen für das Kalziumoxyd nicht zutreffen. Wir haben unterdes selbst weitere Versuche zur Klärung der Frage angestellt, worüber wir an dieser Stelle ausführlicher berichten wollen.

Die Versuchsanordnung.

Zu den Messungen diente zuerst ein Rohr, welches dem bei den früheren Arbeiten benutzten vollkommen gleich war, mit dem einzigen Unterschiede, daß alle innerhalb des Rohres befindlichen Metallteile aus Nickel hergestellt waren.

Um jedoch auch vollkommen frei von irgendwelchen Spuren von Fettdämpfen zu sein, welche von den Schliffen herrühren könnten, benutzten

1) Im Auszuge bereits mitgeteilt in den Berichten d. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 1057—1062, 1913.
2) O. W. Richardson, Phil. Trans. (A), **201**, 516, 1913.
3) A. Wehnelt u. F. Jentzsch, Ann. d. Phys. (4) **28**, 537, 1909.
4) O. W. Richardson, Phil. Mag. (6) **25**, 624, 1913
5) O. W. Richardson, ebenda **26**, 472, 1913.

wir später nur solche Röhren, in denen die Zuleitungen zum Glühdraht und zum Zylinder aus Platin bestanden, welches in das Glas eingeschmolzen war.

Die benutzten Platindrähte hatten eine Länge von ungefähr 6 cm und eine Dicke von 0,1 mm. Die Drähte wurden zuerst in der Luft elektrisch ausgeglüht und dann zweimal mit Kalziumnitrat bestrichen und wiederum elektrisch geglüht, wodurch das Nitrat in das Oxyd verwandelt wurde.

Zur Evakuierung diente eine Gaedepumpe, welche durch ein in flüssiger Luft gekühltes U-Rohr mit dem Beobachtungsrohr verbunden war. Zwischen Pumpe und Kühlrohr war ein Mc. Leod angesetzt.

Um eine angenäherte Kontrolle über die Temperaturen, bei denen die Messungen ausgeführt wurden, zu haben, wurde ein gleich dicker Platindraht, wie die verwendeten, in einem Rohr eingeschmolzen und die Beziehung zwischen Stromstärke und Temperatur nach einer optischen Methode bestimmt.

Bei den Messungen kamen zwei Arten von Schaltung zur Verwendung. Die eine war vollkommen analog der von Richardson angewandten[1]), die andere die früher von dem einen von uns und Herrn Jentzsch beschriebene[2]).

Bei Anwendung der ersten Methode lautet die Ausgangsformel

$$\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0) = \frac{1-2\pi}{T} \cdot J^2 \cdot \frac{D_T}{D_E} \cdot \frac{2WJx^2}{V(x+y)} \left(1 + \frac{(x+y)dW_e}{x^2}\right),$$

wo $dW_e = \alpha D_E (G + 100W(1 + \pi + 0.001\,G))$ ist. Hierin bedeutet D_T den der Abkühlung entsprechenden Ausschlag des Brückengalvanometers, T den Sättigungsstrom in Amperes, V die Spannung der Batterie in Volt, durch welche das Wheatstonesche Brückensystem gespeist wird, dessen einer Arm der Glühdraht ist, D_E den Ausschlag des Brückengalvanometers bei bekannter Änderung des Widerstandes im gesamten Kreise, J die Heizstromstärke und endlich W den Widerstand des Glühdrahtes. Im Falle unserer Messungen war ferner $\pi = 0{,}01$, $x = 1\,\Omega$, y entweder $= 100$ oder $200\,\Omega$, $\alpha = 2{,}2 \cdot 10^{-9}$ und $G = 100\,\Omega$ zu setzen.

Bei Verwendung der anderen Methode geschieht die Berechnung nach der Formel:

$$\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0) = \frac{W \cdot 2J\,\Delta J}{T},$$

worin ΔJ die Änderung der Heizstromstärke bedeutet, die durch den Abkühlungsprozeß hervorgerufen wird.

Vergleichung beider Methoden.

Wesentlich bei der Vergleichung beider Methoden ist, daß die Messungen an demselben Glühdraht unmittelbar hintereinander ausgeführt werden. Geschieht dies nicht, so erhält man aus Gründen, die wir später in unserer Arbeit noch auseinandersetzen werden, Resultate, die stark voneinander abweichen. Wir lassen hier zwei Messungsreihen, die an Platindrähten mit Kalziumoxyd nach den beiden Methoden unmittelbar hintereinander ausgeführt wurden, folgen.

Tabelle I.

29. Juli 1913. $Pt + CaO$ (Methode Richardson). Während der Messung andauernd gepumpt. $y = 200\,\Omega$. Temperatur $= 1300^0$ C.

Galvanometerausschläge	D_T	$T_{(1/1000)}$ *)	W	J	D_E	V in Volt	$\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$ in Volt
30″ < 0 30″ < 283 870	304	508 441 67	4,302	0,79	30″ < 100 30″ < 246 103 298	14,7	3,88
		$T_{(1/1000)}$					
30″ < 0 30″ < 82 512	348	806 80 726	4,302	0,79	30″ < 100 30″ < 246 103 298	14,7	4,11
30″ < 380 30″ < 417 816	362	805 60 745	4,302	0,79	30″ < 400 30″ < 445 210 280	14,7	4,17

*) Der Index $(1/1000)$ oder $(1/10\,000)$ bei T bedeutet die Herabdrückung der Empfindlichkeit des Galvanometers T, welche $6{,}2 \cdot 10^{-10}$ betrug, auf $1/1000$ oder $1/10\,000$ der vollen Empfindlichkeit durch Vorschaltung eines Ayrtonschen Nebenschlusses. Die volle Empfindlichkeit des Galvanometers G betrug $4{,}6 \cdot 10^{-10}$.

1) O. W. Richardson, Phil. Mag. (6) **25**, 624, 1913. — 2) A. Wehnelt u. Jentzsch, l. c.

Infolge der dauernden Widerstandsänderungen des Heizdrahtes zeigte das Brückengalvanometer einen Gang, der dadurch berücksichtigt wurde, daß er vor der eigentlichen Messung aufgenommen und dann berücksichtigt wurde.

Tabelle II.

29. Juli 1913. $Pt + CaO$ (Methode Wehnelt-Jentzsch). Während der Messung andauernd gepumpt. Temperatur = 1330° C.

W	$\mathcal{J}$	$T_{(\vartheta_{1000})}$	$\Delta\mathcal{J}_{\text{gem.}}$	$\frac{\Delta\mathcal{J}_{\text{gem.}}}{\Delta\mathcal{J}_{\text{ber.}}}$ *)	$\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$
4,302	0,79	805 25 $780 \cdot 6{,}2 \cdot 10^{-7}$	$31'' < 519$ $62'' < 519$ 519 $60 \cdot 5 \cdot 10^{-6}$	1,11	4,2
4,302	0,79	−5 805 $810 \cdot 6{,}2 \cdot 10^{-7}$	$24{,}4'' < 518$ $70{,}4'' < 517$ 585 $67{,}5 \cdot 5 \cdot 10^{-6}$	1,19	4,52
		$T_{(\vartheta_{10000})}$			
4,302	0,79	509 431 $78 \cdot 6{,}2 \cdot 10^{-6}$	$21'' < 509$ $45{,}2'' < 506$ 562 $58{,}5 \cdot 5 \cdot 10^{-6}$	1,10	4,18

*) $\Delta\mathcal{J}$ berechnet aus dem normalen Wert für $\Phi = 3{,}8$ Volt, welchen man aus den Sättigungsstromwerten nach der Formel von Richardson erhält.

Wie aus den Tabellen ersichtlich, stimmen die nach beiden Methoden gewonnenen Resultate sehr gut überein. Zu einer wesentlich schlechteren oder überhaupt zu gar keiner Übereinstimmung gelangt man, wenn man die Messungen nicht unmittelbar hintereinander, sondern zu verschiedenen Zeiten ausführt, wobei es gleichgültig ist, ob man den gleichen Glühdraht oder verschiedene Exemplare benutzt. Die Gründe hierfür mögen in dem nächsten Abschnitt erörtert werden.

Das zeitliche Verhalten der Glühdrähte.

Bei Beginn unserer Arbeit ergaben die Messungen nach derselben Methode, sei es, daß wir die Wehnelt-Jentzschsche oder die Richardsonsche Methode anwandten, die verschiedensten Werte für $\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$, und zwar im Bereiche von ungefähr 0,8 bis 15,0. Durch diese Ergebnisse sahen wir uns veranlaßt, das Verhalten von mit Kalziumoxyd überzogenen Platindrähten näher zu untersuchen, da die Vermutung nahe lag, daß die physikalischen Eigenschaften der Drähte sich mit der Zeit ändern könnten, so daß hierin der Grund für die Abweichungen zu suchen wäre. Diese Vermutung bestätigte sich bei den Dauerversuchen. Wir beobachteten Platinglühdrähte, die mit Kalziumoxyd überzogen waren, von der Zeit unmittelbar nach Einschalten des Heizstromes an mehrere Stunden hindurch und stellten während der ganzen Zeit in kurzen Zeitintervallen Messungen der Sättigungsstromstärke T[1]) und des Abkühlungseffektes D_T an, sowie der sonstigen zur Berechnung von Φ nach der Richardsonschen Methode nötigen Werte. Hierbei wurde die Heizstromstärke während der Messung in keiner Weise reguliert. Sie blieb übrigens während der ganzen Zeit annähernd konstant. Die Pumpe wurde, ebenso wie bei allen früheren Messungen, dauernd in Betrieb

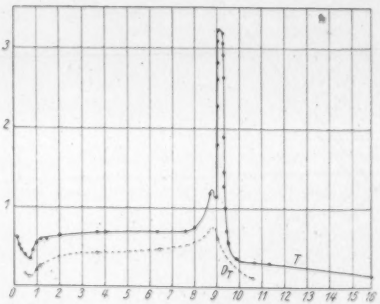


Fig. 1.

1) Es wurden diese Versuche mit 60 Volt Spannung zwischen Draht und Zylinder ausgeführt. Infolge dieser hohen Spannung trat Stoßionisation ein, wie die Sättigungsstromkurven, die zeitweilig aufgenommen wurden, ergaben.

Tabelle III.
Temperatur = 1380°.

Zeit nach Einschalten	D_T	T	W	$\mathcal{J}$	D_E	Richtung des Ganges	$\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$
2′		$0{,}33 \cdot 10^{-3}$	4,55	0,83		nach Abkühlung	
5′		0,62 „					
9′		0,62 „					
13′		0,53 „					
20′		0,47 „					
30′	152	0,40 „			458		
34′		0,37 „				+0	3,19
40′	120	0,35 „			510		
44′		$0{,}36_5$ „					
48′		0,48 „					
50′		$0{,}49_3$ „					
52′		0,52 „					
59′		$0{,}54_3$ „					
1h 4′	190	0,58 „			560		2,24
9′		0,59 „					
21′	224	0,61 „			520		
24′		0,63 „					
2h 7′		0,67 „	4,64	0,83		nach Erwärmung	
3h 38′	820	0,71 „			550		8,18
50′		0,68 „					
6h 22′	943	0,68 „			593		10,66
7h 35′		0,73 „			600		9,83
8h —		0,76 „	4,74	0,82			
42′		1,22 „					
9h 1′		1,19 „		0,81			
2′		1,83 „					
3′		2,28 „					
4′	1212	2,60 „			545		7,08
5′		2,80 „					
6′		2,95 „					
7′		3,08 „					
8′		3,19 „					
9′		3,25 „					
11′		3,20 „					
13′		3,05 „					
14′		2,90 „					
15′		2,64 „					
16′		2,39 „					
17′		2,14 „					
18′		1,88 „					
20′		1,46 „					
21′		1,28 „					
22′		1,08 „					
23′		0,96 „					
27′		0,92 „					
29′		0,74 „					
33′		0,55 „					
46′		0,30 „					
59′		0,30 „					
10h 35′	243	$0{,}33_5$ „	4,85	$0{,}81_5$	630		4,00
11h 17′		$0{,}33_5$ „					
15h 45′		0,24 „					

Anmerkung. Bei der Wiedergabe der Tabelle sind zur Kürzung solche Werte ausgelassen worden, welche sich mit den vorhergehenden und nachfolgenden decken.

gelassen. Die Ablesungen zeigten an dem von uns benutzten Mc. Leod stets Werte unterhalb der Ablesegenauigkeit, also unter $^1/_{10000}$ mm Hg.

In der obigen Tabelle geben wir das Ergebnis einer der zahlreichen Dauermessungen an, die wir in dieser Weise aufnahmen.

Fig. 1 (T-Kurve in Fig. 1) veranschaulicht graphisch den Verlauf des in der Tabelle zahlenmäßig wiedergegebenen Sättigungsstromes. Nach Einschalten des Heizstromes sinkt derselbe zuerst bis zu einem Minimum, um dann, allmählich steigend, in annähernd konstante Werte überzugehen. Hiernach tritt in allen Kurven ein scharf ausgeprägtes Maximum auf, nach welchem der Strom äußerst schnell zu relativ kleinen Werten herabsinkt; häufig beobachteten wir, wie wir noch bemerken wollen, daß der Draht bald nach Überschreiten des Maximums durchbrannte.

Was den Abkühlungseffekt anbelangt, so wird dessen Verlauf aus der D_T-Kurve (Fig. 1) ersichtlich. Der Verlauf dieser Kurve ist zuerst dem der T-Kurve ähnlich: nach einem anfänglichen Minimum, welches zeitlich vollständig mit dem der T-Kurve zusammenfällt, tritt nach Durchlaufen einer Periode, in welcher die Werte annähernd konstant bleiben, ein Wachsen des Effektes zu einem Maximum ein, welches jedoch zeitlich kurz vor dasjenige der T-Kurve fällt. Nach diesem Maximum tritt ebenso wie bei der T-Kurve ein schneller Abfall der Sättigungsstromwerte ein. Die Werte für die Heizstromstärke J sowie für die Eichungskonstante D_E bleiben während der ganzen Messungszeit bis zuletzt relativ unverändert.

Das erste schnelle Sinken der Elektronenemission hängt augenscheinlich mit der starken Gasabgabe des Drahtes während des ersten Stadiums der Erhitzung zusammen. Das Gas wird zuerst augenscheinlich in größeren Mengen freigegeben, als die Pumpe wegschaffen kann. Beim Minimum tritt dann ein Gleichgewichtszustand zwischen entwickelter und fortgeschaffter Gasmenge ein. Hiernach folgt wieder ein Wachsen der Werte, das sich durch die Verbesserung des Vakuums beim Nachlassen der Gasabgabe des Drahtes erklärt. Die Elektronenemission bleibt dann im weiteren Verlauf während eines von der Temperatur des Glühdrahtes abhängenden Zeitintervalles annähernd konstant. Die Temperaturabhängigkeit des Maximums zeigt ein Vergleich der T-Kurve in Fig. 1, welche bei 1380° aufgenommen wurde, mit der T-Kurve in Fig. 2, die bei einer Temperatur von

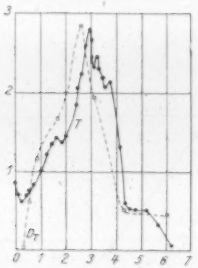


Fig. 2.

1500° C aufgenommen wurde; letztere zeigt ein Maximum bereits nach drei Stunden. Die Kurve Fig. 3 wiederum, die bei einer Temperatur von 1240° C aufgenommen wurde, läßt auch nach neun Stunden noch keinen Beginn des Maximums erkennen.

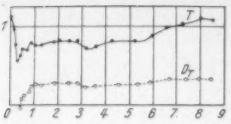


Fig. 3.

Die Erklärung der Maxima der Kurven.

Was die Erklärung der Maxima anlangt, so neigen wir zu der Ansicht, daß sie durch folgende Ursachen bedingt sind: Der Glühdraht hat stets einige Stellen von etwas geringerem Querschnitt als die übrigen, und diese Stellen werden naturgemäß auf eine etwas höhere Temperatur als die anderen Stellen erwärmt. Bekannt ist, daß die Elektronenemission außerordentlich rasch mit der Temperatur ansteigt, so daß schon eine kleine Temperaturerhöhung ein starkes Ansteigen der Elektronenemission bedingt. Nun muß man annehmen — aus Gründen, auf die noch später eingegangen wird —, daß das Vakuum in der nächsten Umgebung des Drahtes durch Gasabgabe (Wasserstoff) wesentlich schlechter wie in den anderen Teilen des Rohres ist. In der Nähe der heißeren Stellen wird der größeren Elektronendichte wegen auch das Gas stärker ionisiert wie an den anderen Stellen. Die hierdurch erzeugte größere Zahl von positiven Teilchen erhitzt nun die entsprechenden Teile des Drahtes noch mehr, so daß hier eine Kathodenzerstäubung bzw. stärkere Verdampfung eintritt.

Durch die mit der Temperatur zunehmende Gasabgabe des Drahtes wächst naturgemäß auch der Strom im Rohr infolge von Stoßionisation. Dadurch, daß sich diese neuen Elektronen zu den ursprünglichen aus dem Oxyd kommenden Elektronen addieren, erklärt sich das Auftreten des Maximums.

Die Formel für die Energie, die nach Richardson lautet:

$$U = N \cdot \Phi,$$

gilt für diesen Fall zweifellos nicht, sondern muß ergänzt werden zu

$$U + x - y = N \cdot \Phi,$$

falls N nicht nur die vom Oxyd abgegebene, sondern die überhaupt vorhandene Elektronenzahl bedeuten soll.

In dieser Formel bedeutet das positive Glied $+x$ die Verdampfungswärme des Kalziumoxyds, das negative Glied $-y$ die Wärmemenge, die dem Draht durch die aufprallenden positiven Ionen zugeführt wird. Je nachdem, ob nun das positive Glied größer ist wie das negative oder umgekehrt, erhält man für den Abkühlungs-

effekt größere oder kleinere Werte. Aus dieser Erwägung heraus erklärt sich der Verlauf des Abkühlungseffektes ΔT. Charakteristisch ist, daß das Maximum des Abkühlungseffektes nicht mit dem des Elektronenstromes zusammenfällt, sondern zeitlich etwas früher eintritt. Ferner ist charakteristisch für das Maximum, daß während des Beginns des Maximums ein kleiner Erwärmungseffekt dem größeren Abkühlungseffekt vorausgeht; während des Maximums selbst verändern sich die Verhältnisse dahingehend, daß der Erwärmungseffekt in manchen Fällen überwiegt.

Was nun wieder das Maximum der Elektronenemission anbelangt, so findet naturgemäß der Verbrauch an Oxyd durch Steigerung der Temperatur bedeutend schneller an den heißen wie an den weniger heißen Stellen statt und das Ansteigen der Elektronenemission wird bald ein Ende erreichen.

An den heißesten Stellen des Drahtes wird bald kein Oxyd mehr vorhanden sein und man muß daher zu kleineren Werten der Elektronenemission, wie sie annähernd dem reinen Platin entsprechen, bald gelangen. Zudem wird an den von Kalziumoxyd befreiten Stellen des Drahtes der Querschnitt desselben durch Zerstäuben des Platins dünner (an dem schwarzen Niederschlag auf dem Nickelzylinder erkenntlich), was alsdann ein Sinken der Heizstromstärke und damit auch eine bedeutende Verringerung der Elektronenemission des noch mit Kalziumoxyd bedeckten Teiles zur Folge hat.

Die Werte für die Durchtrittsarbeit $\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$ ergeben sich aus der vorher (S. 549) angegebenen Formel von Richardson unter Berücksichtigung der weiteren in dieser Formel enthaltenen Werte, welche jedoch während ein und derselben Messung nur relativ geringen Änderungen unterworfen sind, so daß der Verlauf der Werte von $\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$ im großen und ganzen durch das Verhältnis $\frac{D_T}{D_E}$ bestimmt ist. Es zeigt sich nun, daß $\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$ während des Minimums außerordentlich klein ist, dann aber, während der konstanten Periode der Kurve einen annähernd gleichbleibenden Wert annimmt, der, wie aus der Kurve Fig. 3 hervorgeht, ungefähr dem Wert zu entsprechen pflegt, den man aus der Richardsonschen Formel für die Beziehung zwischen Sättigungsstrom und Φ bei konstanter Temperatur erhält. Es treten jedoch auch für Φ maximale Werte ein, die naturgemäß da liegen, wo das Verhältnis von $\frac{D_T}{D_E}$ am größten ist. Meistenteils ist dies dicht vor Beginn des Maximums der Elektronenemission der Fall. Die Werte von $\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$, die man nach dem Abfall des Sättigungsstromes am Ende der Kurven erhält, entsprechen annähernd den Werten, die man am reinen Platin erhält.

Die Werte von $\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$ schwanken also, wie wir schon vorhin hervorgehoben haben, zwischen zwei Grenzwerten, die bei den wiedergegebenen Kurven zwischen ungefähr 0,33 und ungefähr 10,66 liegen. Man sieht demnach, daß man selbst beim besten Vakuum ganz verschiedene Werte von Φ erhalten kann, die von an sich zufälligen Bedingungen abhängen, nämlich bei welcher Temperatur und bei welcher Zeit nach dem Einschalten des Heizstromes der Wert aufgenommen wird, d. h. also, in welchem Zustand sich der Glühdraht gerade befindet.

Zusammenfassend läßt sich also das zeitliche Verhalten der Elektronenemission an einem mit Kalziumoxyd überzogenen glühenden Platindraht bei Drucken unterhalb $^1/_{10000}$ mm Hg und mittleren Temperaturen zwischen $1200^0 - 1500^0$ durch folgende Perioden charakterisieren: Zuerst tritt ein Minimum ein, alsdann folgt eine Periode wachsender Emission, hierauf ein scharf ausgeprägtes Maximum, und schließlich ein jäher Abfall zu geringen Werten.

Der mit der Elektronenemission zusammenhängende Abkühlungseffekt zeigt einen ähnlichen Verlauf, nur mit dem Unterschied, daß das Maximum etwas früher als das Maximum der Elektronenemission einsetzt.

Abhängigkeit der Kurven vom Druck.

Die Abhängigkeit der typischen Form der Kurven vom Vakuum haben wir aufgenommen, indem wir zu einer bestimmten Zeit den Hahn der Pumpe abstellten und das Vakuum sich durch den entweichenden Wasserstoff des Drahtes[1]) selbst verschlechtern ließ. Der typische Verlauf der Kurven unter derartigen Verhältnissen ist der in Fig. 4 und Tabelle IV dargestellte.

1) Wenn man das Vakuum durch Zuleiten von Luft verschlechtert, so liegen die Verhältnisse anders. Wir weisen auf die bekannte Erscheinung der Herabdrückung des Elektronenstromes bei Zuleitung von Luft beziehungsweise Sauerstoff hin, die jedoch unserer Erfahrung gemäß nur eine vorübergehende ist; augenscheinlich wird der Sauerstoff durch das Zerstäuben des Drahtes allmählich absorbiert, wie man aus der Wiederabnahme des Druckes erkennen kann.

Tabelle IV.

$G = 10000\ \Omega$; $y = 100\ \Omega$. $V = 63$ Volt. Temperatur $= 1350^0$ C.

Zeit	T	D_T	D_E	$\mathcal{J}$	R	Φ	Gang	Vakuum
eingesch.								
4′	$3{,}6 \cdot 10^{-3}$	— 79	31	0,80	505,0		nach Abkühlung	Äußerstes Vakuum.
7′	2,3 „	— 59	26	—	502,0			
12′	1,9 „	— 20	—	0,805	498,0			
17′	2,6 „	+ 58	29	—	496,8		langsamer	
26′	3,0 „	+101	31	—	495,3			
36′	3,4 „	+126	—	—	493,2		sehr langsam	
46′	3,6 „	+138	28	0,805	493,2			
56′	3,6 „	+148	—	0,805	—		beinahe + 0	
1h 6′	3,5 „	+152	27	—	493,2	5,39		
16′	3,5 „	+145	—	—	492,6			
18′	Hahn zur Pumpe abgestellt!				—			
18′	$5{,}3 \cdot 10^{-3}$	+206	34	0,805	492,6		schneller nach Abkühlung	
22′	5,5 „	+164	30	—	490,6			
26′	5,6 „	+155	29	—	—			
33′	5,6 „	+160	—	—	489,1			Ganz schwaches blaues Leuchten.
41′	5,7 „	+186	—	0,805	—			
56′	6,0 „	+216	28	—	487,5			$^2/_{1000}$ mm *Hg*.
2h 8′	7,0—6,2	+248	—	—	—			
16′	7,0—6,0	+248	31	0,81	487,5		langsamer	Ganz schwaches Leuchten.
26′	7,4—6,7	+277	—	—	486,3		langsamer	Ganz schwaches Leuchten.
36′	7,8—6,8	+302	—	—	—			
46′	8,0—6,9	+324	30	0,805	486,3			
56′	8,7—7,3	+368	—	—	487,0			
3h 6′	9,2—8,0	+400	—	—	—	6,3		
16′	10,0—8,9	+444	29	—	—			
26′	11,5—10,6	+510	—	—	—		langsam nach Erwärmung	Schwaches Leuchten.
38′	13,2—13,0	+589	—	—	489,0			
48′	14,8—13,2	+621	—	—	—			
56′	13,5—12,0	+616	—	0,81	493,0		+ 0	
4h 10′	14,7	+715	—	—*)	—			
16′	16,0—16,5	+818	—	—	—			
26′	17,3—17,6	+881	—	—	—			Schwaches Leuchten.
36′	18,8	+952	—	0,81	495,0			
46′	19,3	+1011	28	—	—		langsam nach Erwärmung	$^2/_{10000}$ mm *Hg*.
56′	20,0	+1068	—	—	—	6,65		
5h 6′	21,0	+1161	—	—	—			
16′	21,9	+1225	—	0,80	—			
26′	22,0	+1274	31	—	499,8			
36′	22,1	—	—	—	—			
46′	20,0	+1311	27	0,81	502,0			
56′	20,0	+1322	—	—	—			
6h 6′	20,0	+1327	—	—	—			
16′	20,5	+1388	—	—	—			
26′	20,5	+1434	—	0,81	505,0			
36′	21,0	+1474	—	—	—			
48′	22,0	+1408	—	—	—			
56′	22,5	+1563	—	0,81	501 0		langsam nach Erwärmung	
7h 6′	22,5	+1551	—	—	—		[wärmung	
16′	22,5	+1584	—	—	—		langsam nach Er-	Deutlich sichtbare Kathodenstrahlen.
26′	23,5	+1632	—	—	—			$\left\{ \frac{2-3}{10000} \right.$ mm *Hg*.
36′	24,2	+1695	—	—	—			
46′	25,1	+1760	—	—	—			
59′	27,5	+2015	—	—	—			
8h 7′	27,5	+1965	—	—	—			Starke Kathodenstrahlen.
16′	28,0	+2015	—	—	—			
26′	28,6	+2103	26	0,81	510,8	9,2		
36′	29,9	+2260	—	—	—			
46′	30,0†)	+2340	—	—	—		unruhig	
58′	31,5	+2410	—	—	—			$\left\{ \frac{2-3}{10000} \right.$ mm *Hg*.
9h 11′	33,5	+2550	—	—	—			
26′	31,3	+2480	—	—	—			
36′	25,5	+2180	—	—	—			
46′	22,1	+1970	—	—	—			
59′	20,0	+1720	—	0,81	—		unruhig	Abnehmen der Kathodenstrahlen.
10h 6′	14,0	+1290	—	—	—			

*) D_T fängt an zu kriechen; kein Umkehrpunkt mehr vorhanden.

†) Die Werte für T sind die nach 30″ erreichten; sie steigen danach dauernd weiter an.

Fortsetzung von Tabelle IV.

Zeit	T	D_T	D_E	$\mathcal{J}$	R	Φ	Gang	Vakuum
eingesch.								
10^h 16′	9,0	+860	—	—	—			Nur ganz schwaches Leuchten.
26′	6,0	+600	—	—	—			Kathodenstrahlen kaum mehr wahrnehmbar.
36′	3,0	+311	—	—	—			
46′	1,0	+115	—	—	—			
56′	0,40	+ 59	—	—	—			$^3/_{10000}$ mm *Hg*.
11^h 6′	0,05	+ 8	—	—	—			
16′	0,05	+ 3	—	—	—			$^2/_{10000}$ mm *Hg*.

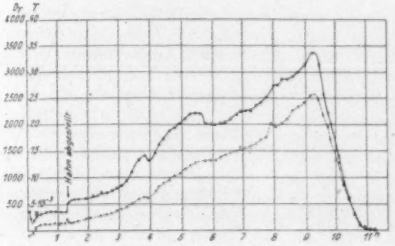


Fig. 4.

Solange das Rohr noch mit der Pumpe in Verbindung war, hatte die Kurve die für das extreme Vakuum typische Form. Sofort beim Schließen des Hahnes steigt der Elektronenstrom auf nahezu den doppelten Wert, um dann stetig weiter bis zu einem Maximum zu steigen, nach welchem der bekannte jähe Abfall eintritt. Der Abkühlungseffekt zeigt zuerst den bekannten Verlauf; beim Schließen des Hahnes steigt er dann mit dem Elektronenstrom während der ersten Minuten, verringert sich jedoch dann wieder merklich infolge der durch die Stoßionisation hervorgerufenen Erwärmung. Allmählich steigt er jedoch gemäß den früher gemachten Ausführungen infolge der mit zunehmender Stoßionisation hervorgerufenen Verdampfung und der damit zusammenhängenden Abkühlung gleichfalls stetig bis zu einem Maximum an, dem dann ebenfalls ein plötzlicher Abfall folgt. Die Werte von $\Phi + \frac{2R}{e}(\Theta - \Theta_0)$ steigen nach Schließen des Hahnes an; bei der vorliegenden Kurve Fig. 4 steigen sie beispielsweise langsam von 5,39 bis über 9,2, nehmen also um ungefähr das Doppelte zu.

Abhängigkeit der Kurven von der angelegten Spannung.

Bei den sämtlichen vorhergehenden Kurven wurde die Spannung nur in dem Augenblicke der Messung des Abkühlungseffekts angelegt, während in der Zwischenzeit der Draht spannungslos blieb.

Die angelegten Felder betrugen in der Regel 60 Volt. Wenn indes eine geringere Spannung von beispielsweise nur 20 Volt angelegt wurde, bekamen wir auch nach 20 Stunden noch kein Maximum. Der Elektronenstrom zeigte vielmehr während der ganzen Zeit einen so gut wie vollkommen konstanten Wert.

Hieraus war zu schließen, daß das Auftreten eines Maximums von der angelegten Spannung abhängt und die im folgenden beschriebenen Versuche bestätigen dies vollkommen.

Diese Versuche bestanden darin, daß wir eine bestimmte Spannung an das Rohr dauernd anlegten und an einem eingeschalteten Milliamperemeter den Verlauf des Elektronenstromes dauernd verfolgten.

Die Temperatur des Drahtes betrug dabei stets, entsprechend einer Stromstärke von 0,85 Amp., ungefähr 1400° C.

I. Die angelegte Spannung betrug 110 Volt bzw. 220 Volt. (Der Bequemlichkeit halber wurden die Spannungen der Zentrale bei diesen Messungen benutzt.)

Der Sättigungsstrom zeigt den in Fig. 5 Kurve a) und b) dargestellten Verlauf.

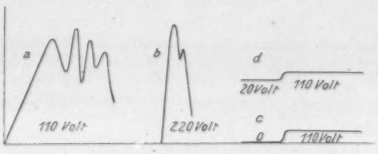


Fig. 5.

Sowohl bei 110 Volt als auch bei 220 Volt stieg der Strom sofort nach dem Einschalten zu einem Maximum an, um sich dann unter starkem, ruckweisem Schwanken auf dieser Höhe während der nächsten Stunden zu halten. Danach tritt ein allmählicher Abfall ein.

Die 220-Volt-Kurve zeigt im wesentlichen dasselbe Verhalten, doch einen schnelleren Abfall.

II. Die angelegte Spannung betrug zuerst während zwei Stunden 0 Volt, dann 110 Volt.

Der Elektronenstrom zeigt den in Fig. 5 Kurve c dargestellten Verlauf.

Nach Einschalten des Feldes von 110 Volt steigt der Strom bis zu einem konstanten relativ niedrigen Wert, den er in der Folge beibehält.

III. Die angelegte Spannung betrug zuerst 20 Volt, dann 110 Volt.

Der Verlauf ist derselbe wie zu II (Kurve *D*).

Diskussion der Kurven.

Die Kurven der Fig. 5 lassen sich unter dem schon vorher erörterten Gesichtspunkt erklären.

Ein jeder neue Draht gibt Gas ab. Legt man gleich eine Spannung an, die über der Ionisierungsspannung des Gases liegt, tritt Stoßionisation ein. Die positiven Teilchen prallen auf den Draht auf und werden die Oxydschicht auf höhere Temperatur erhitzen, wodurch andererseits wieder der Strom anwachsen muß. Nun hat der Draht, wie schon vorher ausgeführt, stets einige dünnere Stellen, die dann höher als ihre Umgebung erwärmt werden. An diesen Stellen wird der geschilderte Vorgang in ganz besonders hohem Maße auftreten und das Oxyd an diesen Stellen zu schnellerem Verdampfen und Verschwinden gebracht. Ist der Draht an einer kleinen Stelle vom Oxyd befreit, so wird er sich naturgemäß an dieser Stelle ganz besonders stark erhitzen, da die Strahlungsverluste viel geringer als an der noch mit Oxyd bedeckten Umgebung sind. Diese Erwärmung teilt sich den zunächst benachbarten Oxydstellen mit und verursacht hier eine noch weitere Steigerung der Elektronenemission, welche zu dem Maximum führt. Je höher man die Spannung wählt, um so schneller muß nach dieser Erklärung das Maximum erreicht sein, wie aus dem Unterschied zwischen der Form der 110- und 220-Volt-Kurven hervorgeht. Der Abfall des Elektronenstromes nach dem Maximum erklärt sich leicht daraus, daß mit Vergrößerung der blanken Stellen des Drahtes der Elektronenstrom selbstverständlich abnehmen muß.

Legt man Spannungen an, welche nur wenig über der Stoßionisationsgrenze liegen, beispielsweise 20 Volt, so tritt eben keine nennenswerte Stoßionisation auf und hiermit fällt der ganze vorher geschilderte Vorgang fort; derartige Messungen, die wir häufig vornahmen, ergaben stets einen andauernd konstanten und relativ geringen Wert für den Sättigungsstrom. Der Verlauf der Kurve würde also durch eine gerade Linie parallel zur Abszissenachse dargestellt werden.

Legt man nun nicht gleich die hohe Spannung (220 oder 110 Volt) an, sondern glüht den Draht zuerst ohne Feld oder mit einem geringen Feld (20 Volt) während 2—3 Stunden, so tritt bei Anlegen der hohen Spannung nicht mehr der in den Kurven a und b der Fig. 5 gekennzeichnete Verlauf ein, sondern der Elektronenstrom bleibt konstant, und zwar bei wesentlich geringeren Werten, als sie dem sofortigen Anlegen eines hohen Feldes entsprechen würden. Die Erklärung hierfür ist folgende:

Das Maximum wird naturgemäß um so schneller eintreten, je eher sich Stellen an dem Draht zeigen, die lokal von dem Oxyd befreit sind. Nach dem vorher Ausgeführten treten derartige Stellen um so eher auf, je mehr Gelegenheit zur Stoßionisation gegeben ist; die Gelegenheit hierzu ist naturgemäß am größten zu Beginn des Glühens, wo noch das meiste Gas aus dem Draht entweicht. Selbstverständlich hängt sie außerdem davon ab, daß eine Spannung an den Draht angelegt wird, welche überhaupt eine Stoßionisation ermöglichen kann. Es muß also, um gleich ein Maximum zu erhalten, der Draht einmal viel Gas abgeben und andererseits die Bedingung für Stoßionisation gleich erfüllt sein. Ist letzteres nicht der Fall, sondern wird an den Draht zuerst, wie in den Kurven c und d der Fig. 6, eine geringe oder gar keine Spannung angelegt, während welcher Zeit der Draht in der Hauptsache entgast wird, so sind eben die Bedingungen, daß der Draht lokal von Oxyd befreit wird, nicht gegeben. Man kann dies deutlich daran erkennen, daß bei sofortigem Anlegen von hohen Spannungen der Draht bald an einer Stelle wesentlich heller glüht und bei weiterem Betrieb des Rohres schließlich dort durchbrennt, während beim Anlegen von hohen Spannungen nach vorhergehender geringer Belastung eine derartige Erscheinung niemals beobachtet wurde.

Wird an den Draht, wie es bei unseren ersten Messungen geschah, ein Feld, das über der Ionisierungsspannung liegt (60 Volt), nur zeitweise angelegt, so wird das Eintreten des Maximums zwar nicht so schnell erfolgen, als wenn man das Feld gleich dauernd anliegen läßt. Die Summierung der kurzen Zeiten, während welcher das Feld anliegt, genügt jedoch, um den Draht durch die jedesmal eintretende Stoßionisation allmählich in einen derartigen Zustand zu bringen, daß mit der Zeit eine lokale Befreiung vom Oxyd auftritt und somit die Bedingung für das Maximum gegeben ist.

Untersuchung des vom Draht freigegebenen Gases.

Es lag natürlich nahe, sich die Frage vorzulegen, was für ein Gas aus dem Draht ent-

weicht und die Veranlassung zur Stoßionisation gibt. Daß der Draht Gas abgibt, zeigte deutlich einmal die Änderung des Ganges des Brückengalvanometers und andererseits das Auftreten eines blauen Leuchtens im Rohre während des Maximums. Außerdem zeigte der Verlauf von Sättigungsstromkurven, die wir während der Messungen, durch welche wir die Abhängigkeit des Maximums von der angelegten Spannung untersuchten, stets aufnahmen, daß oberhalb der Grenze von 20 Volt immer Stoßionisation vorhanden zu sein pflegte, also Gas ohne Frage stets abgegeben wurde, trotzdem das Mc. Leod ein Vakuum unter $^1/_{10000}$ mm Hg angab.

Wir untersuchten nun das vorerwähnte blaue Leuchten mit einem Hilgerschen Spektroskop und konnten feststellen, daß es durch Wasserstoff hervorgerufen wurde. Trotz längerer photographischer Aufnahme konnten wir Sauerstoff und Kalzium im Spektrum nicht feststellen. Bemerkt sei, daß wir die Quecksilberdämpfe stets durch ein in flüssiger Luft gekühltes vor das Rohr geschaltetes U-Rohr vermieden, so daß sich das Hg-Spektrum nicht bemerkbar machte.

Allgemeine Erörterungen.

Es ist in letzter Zeit von Herrn Fredenhagen[1]) eine Theorie über die Wirksamkeit der Kalziumoxydelektrode aufgestellt worden.

Diese Theorie folgert Herr Fredenhagen aus seinen Versuchen; sie findet scheinbar eine Stütze durch neuere Untersuchungen von Herrn Gehrts[2]).

Fredenhagen nimmt an, daß die Elektronenabgabe durch einen elektrochemischen Prozeß im Kalziumoxyd bedingt ist. Er denkt sich den Vorgang so, daß das Oxyd von einem senkrecht zur Oberfläche des Drahtes fließenden Strom in Kalzium und Sauerstoff zersetzt wird. Der freigewordene Sauerstoff vereinigt sich größtenteils wieder mit dem Kalzium, wobei nach Analogie der Haber- und Justschen Versuche Elektronen abgegeben werden. Gestützt soll diese Anschauung dadurch werden, daß

1. das Oxyd während der Wirksamkeit der Elektrode allmählich verschwindet;
2. das Vakuum verschlechtert wird;
3. das Platin Korrosionen zeigt, die auf das Vorhandensein von Platin-Kalziumlegierungen zurückzuführen sein sollen;
4. endlich soll diese ganze Anschauung dadurch an Wahrscheinlichkeit gewinnen, daß metallisches Kalzium bei langsamer Zuführung von Sauerstoff eine verstärkte Elektronenemission zeigt.

Wir möchten nun zu diesen Punkten folgendes kurz bemerken:

Zu 1. Das Verschwinden des Oxydes läßt sich gemäß der von uns in dieser Arbeit gegebenen Darstellung ebenfalls recht gut erklären. In der nächsten Umgebung des Drahtes ist nämlich das Vakuum sicher viel schlechter als in den anderen Teilen des Rohres und der Glasapparatur[1]). Die selbst bei scheinbar bestem Vakuum vorhandene Stoßionisation und das damit zusammenhängende Aufprallen positiver Teilchen auf das Oxyd verursachen unter momentaner Temperaturerhöhung das Verdampfen des Oxydes. Einen analogen Vorgang kann man an Aluminiumkathoden in Entladungsröhren beobachten; benutzt man zur Herstellung der Kathode nicht vollkommen oxydfreies Aluminium, so sieht man, daß an der Kathode die ursprüngliche Glimmentladung mehr oder weniger häufig in eine lichtbogenartige Entladung übergeht, die an dem kleinen Oxydteilchen ansetzt, wodurch dasselbe schnell zum Verdampfen gebracht und die Elektrode auf diese Weise vom Oxyd gereinigt wird.

Zu 2. Die Verschlechterung des Vakuums beruht auf einer Wasserstoffabgabe des Platindrahtes selbst, dann aber auch des Kalziumoxyds, welches infolge seiner porösen Beschaffenheit und infolge seiner Herstellung aus der wässerigen Lösung von $CaNO_3$ augenscheinlich viel Wasserstoff okkludiert hat.

Natürlich kann ein Teil der auftretenden Stoßionisationen auch auf die Ionisierung des verdampfenden Kalziumoxyds zurückzuführen sein. Im Spektrum ist dies jedoch, so lange man viel Wasserstoff hat, nicht wahrnehmbar. Bei den Versuchen von Herrn Gehrts, welcher spektral Sauerstoff und Kalzium nachweisen konnte, handelte es sich ohne Frage um Verhältnisse, bei denen das Kalziumoxyd infolge außerordentlich starker Stoßionisation unter sichtbaren Entladungserscheinungen zum Verdampfen gebracht wurde.

Es sei noch bemerkt, daß der herabdrückende Einfluß von Sauerstoff, wie er von Herrn Fredenhagen letzthin beschrieben wurde[2]), sich vielleicht so erklären läßt, daß Sauerstoff als stark elektronegatives Gas die Elektronen außerordentlich schnell abfängt, und es daher zur Entstehung stoßionisierter Elektronen nur in geringerem Grade kommen kann.

Zu 3. Die Korrosionen, die man an einer

1) Ber. d. Sächs. Ges. d. Wiss. **65**, 42, 1913 und neuerdings diese Zeitschr. **15**, 21, 1914.
2) A. Gehrts, Verh. d. D. Phys. Ges. 1913, S. 1047.

1) Herr Fredenhagen hat ja auch dieselbe Beobachtung gemacht.
2) Diese Zeitschr. **15**, 21, 1914.

gebrauchten Kalziumoxydelektrode nach dem Verschwinden des Oxydes findet, sind unseres Erachtens nicht auf Platin-Kalziumlegierungen zurückzuführen; sie treten vielmehr genau ebenso auf, wenn man oxydfreie Platindrähte benutzt. Wir haben eine ganze Reihe von geglühten oxydfreien und mit Oxyd überzogen gewesenen Platindrähten auf ihre Korrosionserscheinungen hin mikroskopisch untersucht und stets dieselben typischen Erscheinungen bei beiden gefunden.

Zu 4. Die von Herrn Fredenhagen angestellten Versuche an metallischem Kalzium vermögen seine Anschauung nur wahrscheinlich zu machen, aber nicht sie zu beweisen. Man hat es jedenfalls im Augenblicke des Zusammenbringens von Kalzium und Sauerstoff sofort mit CaO zu tun. Die Entstehung von Elektronen bei der Wiedervereinigung von Sauerstoff und Kalzium soll natürlich an sich in keiner Weise geleugnet werden; es fragt sich nur, ob die Wiedervereinigung tatsächlich in der von Herrn Fredenhagen angenommenen Art und Weise, d. h. infolge des von Herrn Fredenhagen angenommenen elektrolytischen Vorganges erfolgt und zur Entstehung der ursprünglichen Elektronen führt; das, was Herr Fredenhagen als Beweise dafür angeführt hat, erscheint uns jedenfalls auch auf andere Weise erklärbar zu sein.

Wir möchten hier übrigens gleich eine Bemerkung über die ursprünglichen Elektronen anschließen. Die von uns angestellten Versuche setzten das Bestehen von derartigen ursprünglichen oder primären Elektronen — wie wir sie nennen wollen — voraus. Wie diese entstehen, darüber kann man natürlich verschiedener Ansicht sein. Unsere Versuche geben hierüber keinen Aufschluß; möglich, daß sie der Wiedervereinigung von Kalzium und Sauerstoff ihren Ursprung verdanken; Beweise bestehen jedoch unserer Ansicht nach nicht hierüber, denn das von Herrn Fredenhagen und auch von Herrn Gehrts Angeführte, welch letzterer eine vorhergegangene thermische Dissoziation annimmt, erscheint uns, wie wir ausgeführt haben, nicht stichhaltig zu sein. Möglich ist es indes andererseits auch, daß es sich, trotzdem man es mit einem Oxyd zu tun hat, um metallische Elektronen nach der Anschauung von Richardson handelt. Denn daß auch Oxyde derartige Elektronen möglicherweise abgeben können, dafür spricht der Umstand, daß die Leitfähigkeit der Oxyde, wie Herr Weißenberger[1]) kürzlich nachgewiesen hat, doch eine metallische und nicht eine elektrolytische ist, wie man bisher stets annahm; es vermögen Oxyde demnach ohne Frage auch metallische Elektronen, wenn auch in geringerer Zahl als das betreffende Metall, abzugeben.

1) A. Weißenberger, diese Zeitschr. 15, 105, 1914.

Zusammenfassung.

1. An Kalziumoxydelektroden beobachtet man unter gewissen Umständen ein Maximum des Elektronenstromes, welches von Temperatur, angelegter Spannung und dem Druck im Rohr abhängig ist.

2. Diese besonderen Umstände sind dadurch bedingt, daß Stoßionisation eintritt.

3. Die von uns beobachtete Stoßionisation ist durch Wasserstoffabgabe des Drahtes verursacht.

Physikalisches Institut der Universität Berlin, April 1914.

(Eingegangen 30. April 1914.)

Experimentaluntersuchungen über die magnetischen Strahlen in verschiedenen Gasen und Gasgemischen. II.[1])

(Ricerche sperimentali sui raggi magnetici in diversi gas e miscugli gassosi.[2])

(Autoreferat.)

Von Augusto Righi.

Die virtuelle Anode in verschiedenen Gasen.

1. Versuchsanordnungen.

Die bereits angegebenen Versuchsanordnungen, die bei Luft benutzt worden waren, wurden beibehalten. Natürlich mußten gewisse Röhren, Behälter und Hähne hinzugefügt werden, wegen derer ich den Leser auf die ausführliche Veröffentlichung verweise; diese Teile sind dazu bestimmt, die Reinheit der Gase zu gewährleisten und die Regulierung des Druckes zu erleichtern. Vor allen Dingen galt es, die Gegenwart von Spuren von Stickstoff zu vermeiden, weil nach der Angabe der Herren More und Rieman die Erscheinung der virtuellen Anode in stickstoffhaltigen Gasen auftreten soll, aber nicht in reinen Gasen, und auch nicht im Stickstoff selbst; das würde, wenn es richtig wäre, recht befremdlich sein.

Zunächst stellte ich Versuche mit Wasserstoff und mit Sauerstoff an, die ich auf elektrolytischem Wege mit aller Sorgfalt bereitet hatte. Später aber, nachdem ich die Überzeugung gewonnen hatte, daß die Erscheinung der virtuellen Anode bei allen daraufhin untersuchten

1) I. s. diese Zeitschr. 15, 528, 1914.
2) Mem. R. Acc. di Bologna, 16. Nov. 1913.

Gasen auftrat, und daß sich diese Erscheinung in Gegenwart auch nicht gerade kleiner Mengen fremder Gase nicht änderte, habe ich schließlich die Messungen an Gasen angestellt, deren Reinheit begrenzt war, also an solchen Gasen, wie sie entweder im Handel erhältlich waren oder wie sie ohne übertriebene Sorgfalt hergestellt wurden. Immer jedoch habe ich mit Hilfe von Phosphorsäureanhydrid den Wasserdampf ferngehalten, dessen Gegenwart — ebenso wie die anderer Dämpfe — Wirkungen hat, die durchaus nicht zu vernachlässigen sind.

Die untersuchten Gase waren: Wasserstoff, Kohlensäureanhydrid, Sauerstoff, Kohlenoxyd, Stickstoff, Ätherdampf, Chloroformdampf und schließlich einige Gemische aus je zweien dieser Gase.

Beim Ätherdampf und beim Chloroformdampf macht es große Mühe, die Erscheinung der magnetischen Strahlen und der virtuellen Anode zu erhalten. In Wirklichkeit tritt sie auf, aber sozusagen in so stark verkleinertem Maßstabe, daß die virtuelle Anode immer in ganz geringer Entfernung von der Kathode erscheint. Dieses Verhalten steht im Einklang mit dem allgemeinen Ergebnis, das die verschiedenen Gase aufweisen, wie wir weiter unten sehen werden. Geringe Spuren dieser Dämpfe genügen auch, um die Erscheinung, wie sie eines der vorstehend genannten Gase aufweist, weniger deutlich zu machen. Man muß darauf achten, die zufällige Anwesenheit derartiger Dämpfe zu vermeiden, weil das Befreien der Entladungsröhre, der Pumpe und der übrigen Teile der Apparatur von den letzten Spuren dieser Dämpfe eine langwierige und sehr mühsame Arbeit ist.

Zwar haben mir alle Gase, die ich untersucht habe, die Erscheinung der virtuellen Anode geliefert, aber es bleiben doch gewisse Unterschiede bestehen, insbesondere sind die Druckgrenzen, zwischen denen die Bestimmungen leichter und genauer auszuführen sind, bei den einzelnen Gasen verschieden. So kann man beispielsweise mit Wasserstoff nicht bei gar zu weit getriebenen Verdünnungen arbeiten, während für Kohlensäureanhydrid das Gegenteil gilt, man also lieber verhältnismäßig niedrige Drucke anwenden muß.

Auf diesen Umständen beruht es, daß es nicht für alle Gase möglich gewesen ist, die charakteristischen Kurven (d. h. die Kurven, die d zu Abszissen und M zu Ordinaten haben, wie sie für Luft im Diagramm der Figur 11 dargestellt worden sind) für gleiche Werte des Druckes zu erhalten.

2. Die virtuelle Anode in Wasserstoff, Kohlensäureanhydrid usw.

Bei jedem der untersuchten Gase werde ich zunächst einige Einzelheiten über die Farbe oder über das allgemeine Aussehen der Entladung in der mit dem verdünnten Gase gefüllten Röhre (immer der in Fig. 1 und 2 dargestellten) angeben; darauf werde ich die Ergebnisse mitteilen, ohne die Zahlenergebnisse anzuführen, die der Leser, wenn er will, in der vollständigen Veröffentlichung finden kann.

Das erste Gas, das ich nach der Luft untersucht habe, war Wasserstoff. Das Licht der Entladung erscheint bläulich-weiß oder rötlich-weiß, je nach der Verdünnung, und scheint sich auch infolge von Kontrastwirkungen zu verändern, je nachdem man zeitweilig für die Ablesungen von d Tageslicht oder künstliches Licht benutzt. Das negative Licht geht nach Violett über, das der sekundären Säule ist mit jenem der positiven Säule identisch. Die Bestimmungen sind selbst bei höheren Drucken als den bei Luft geeignetsten leicht ausführbar, aber bei weiter getriebener Verdünnung, d. h. bei Drucken unterhalb 0,3 mm, werden die Messungen fast unmöglich. Ich habe die Entfernung d der virtuellen Anode von der Kathode für verschiedene Werte M der Magnetfeldstärke gemessen, und zwar zunächst bei einem Druck von 1,16 mm, dann bei einem solchen von 0,85 mm und schließlich bei einem solchen von 0,36 mm. Zu diesen drei Messungsreihen habe ich die zugehörigen drei charakteristischen Kurven konstruiert, von denen zwei in dem Diagramm der Fig. 12 zu sehen sind.

Bei Ersatz des Wasserstoffs durch Kohlensäureanhydrid wurde das Licht der Entladung überall bläulich-weiß, nur in der positiven Säule und in der sekundären Säule ins Grünliche übergehend. Im Gegensatz zum Wasserstoff mußten die Messungen in dem neuen Gas nur bei sehr starken Verdünnungen vorgenommen werden.

Beim Sauerstoff ist das negative Licht grünlich-weiß, vielleicht nur infolge Kontrastes gegen die ganz mattrote Farbe, die das positive Licht zeigt. Das Licht der sekundären Säule ist ein wenig grünlicher oder weniger rötlich als das der positiven Säule. In der ganzen Entladungsröhre ist das Licht sehr wenig intensiv, ein Grund dafür, daß die Messungen beim Sauerstoff mühsam sind und wenig genau werden.

Die beiden übrigen untersuchten Gase, nämlich Kohlenoxyd und Stickstoff, liefern hingegen ein Licht von großer Intensität, und zwar von noch größerer, als man in Luft erhält. Diese Intensität scheint sogar beim Kohlenoxyd noch

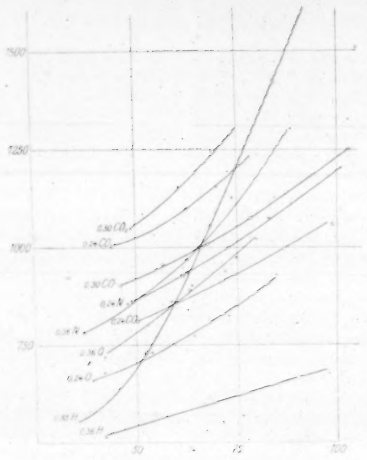


Fig. 12.

größer zu sein als beim Stickstoff; die Versuche mit diesem letztgenannten Gase werden aber lehrreicher wegen der verschiedenen Färbungen der positiven und der negativen Entladung, die denen ähnlich sind, die man in Luft erhält. Mit dem erstgenannten dieser beiden Gase erhält man überall ein Licht von derselben Farbe wie das Licht, das in Kohlensäureanhydrid entsteht.

3. Vergleich zwischen den verschiedenen Gasen.

Wie ich bereits an anderer Stelle betont habe, bildet die Tatsache, daß die verschiedenen an Stelle der Luft verwandten Gase quantitativ verschiedene Ergebnisse liefern, nicht nur keinen Einwand gegen die Hypothese der kreisenden Doppelsterne, sondern liefert eine Bestätigung hierfür. Da die virtuelle Anode auf einem periodischen Transport positiver Ionen beruht, die sich zusammen mit den von der Kathode ausgehenden Elektronen bewegen, wird sich bei einem Wechsel des Gases vor allen Dingen die transportierte Masse ändern, ohne daß sich die Ladungen und damit die zur Wirkung gelangenden Kräfte ändern, und zwar werden sich bei diesem Transport die Geschwindigkeiten umgekehrt wie die transportierte Masse, und demnach auch umgekehrt wie das Molekulargewicht des Gases ändern.

Nimmt man indessen die Hypothese der Doppelsterne an, so wird die Kraft mitspielen, die vom Magnetfelde herrührt und auf das Elektron jedes Doppelsternes einwirkt, das ja, infolge seiner Kreisbewegung, einen kleinen geschlossenen Strom bildet. Geht man nun von einem gegebenen Gase zu einem andern über, so kann man Doppelsterne erhalten, die voneinander verschieden sind, sei es nun hinsichtlich der Amplitude der Bahn des Elektrons, sei es hinsichtlich der Geschwindigkeit, mit der diese Bahn durchlaufen wird. Es ist indessen wahrscheinlich, daß solche Unterschiede zwischen den verschiedenen Gasen, falls sie bestehen, eine weit geringere Bedeutung haben als die von der Verschiedenheit in der Masse der positiven Ionen herrührenden.

Auf Grund derartiger Betrachtungen mußte ich also erwarten, bei den Versuchen mit Wasserstoff unter gleichen Versuchsbedingungen viel größere Werte von d zu finden, als ich in Luft gefunden hatte. Diese Erwartung erwies sich bereits bei den ersten Versuchen als erfüllt, und zwar in sehr ausgeprägtem Maße. Die bald darauf mit Kohlensäureanhydrid ausgeführten Versuche entsprachen ebenfalls den Erwartungen, denn ich erhielt kleinere Werte für d als in Luft. Auch das Verhalten der übrigen Gase, die ich untersucht habe, war stets in seiner Gesamtheit so, daß es den Voraussagungen recht gab.

Um die Vergleichung zwischen den verschiedenen Gasen zu erleichtern, habe ich die zugehörigen charakteristischen Kurven für zwei verschiedene Drucke bei jedem einzelnen Gase in einem einzigen Diagramm (s. Fig. 12) wiedergegeben.

Beim Wasserstoff sind die beiden Kurven für die Drucke von 0,36 mm und von 0,85 mm wiedergegeben; bei den anderen Gasen habe ich — immer mit Hilfe der oben erwähnten und in der ausführlichen Veröffentlichung mitgeteilten Zahlentabellen — die Kurven für den Druck von 0,24 mm sowie jene für den Druck von 0,30 mm oder für 0,36 mm gezeichnet.

Bei einer Gegenüberstellung der für einen und denselben Druck, beispielsweise für den Druck von 0,24 mm, erhaltenen Kurven zeigt sich sofort — wenigstens, soweit es sich um Gase handelt, die merklich verschiedene Dichten haben — die Bestätigung der theoretisch vorausgesagten Tatsache, daß die positiven Ionen sich um so weiter von der Kathode entfernt festsetzen, je kleiner ihre Masse ist.

Beispielsweise liegt die Kurve für Wasserstoff bei dem Drucke von 0,24 mm, die in dem Diagramm nicht gezeichnet ist, aber unzweifelhaft unterhalb jener für den Druck von 0,36 mm liegen würde, sicherlich beträchtlich unterhalb der gleichfalls bei 0,24 mm Druck aufgenom-

menen Kurven für die übrigen Gase. Es genügen also verhältnismäßig schwache Magnetfelder, um den positiven Wasserstoffionen eine lange Bahn zu erteilen.

Die Kurve für das dichteste der untersuchten Gase, das Kohlensäureanhydrid (Molekulargewicht 44), liegt oberhalb aller übrigen; die Kurven für den Stickstoff, den Sauerstoff und das Kohlenoxyd (Molekulargewichte 28 bzw. 32 und 28) nehmen mittlere Lagen ein, wie aus dem Diagramm ersichtlich ist. Wenngleich die Kurven für CO und für N nicht miteinander zusammenfallen, und wenngleich die Kurve für O unterhalb jener liegt und nicht oberhalb, so steht es doch außer Zweifel, daß die gewonnenen Ergebnisse in ihrer Gesamtheit stärker zugunsten der theoretischen Voraussage sprechen, als man hoffen durfte. Übrigens habe ich weiter oben auf die Möglichkeit anderer Einflüsse von geringerer Bedeutung außer der Dichte hingewiesen.

Nunmehr wird der Grund für die Schwierigkeit klar ersichtlich, die sich zeigt, wenn man den Versuch mit der virtuellen Anode mit gasförmigen Substanzen von großer Dichte zu erhalten versucht, wie beispielsweise mit Ätherdampf (Molekulargewicht 74) oder mit Chloroformdampf (Molekulargewicht 119).

4. Erscheinungen, die sich in Gasgemischen zeigen.

Ehe ich über die den vorstehenden analogen Messungen berichte, die ich an Gemischen aus zwei verschiedenen Gasen angestellt habe, weise ich auf einige Erscheinungen hin, die zwar auch sonst gelegentlich beobachtet, aber erst neuerdings untersucht und erklärt worden sind. Ich will einen Versuch beschreiben und beziehe mich dabei auf das Diagramm in Fig. 13.

Die Entladungsröhre enthielt ein Gemisch aus drei Teilen Stickstoff und einem Teil Sauerstoff unter einem Druck von 0,072 mm, und es wurde bei verschiedenen Werten der Magnetfeldstärke die Gesamtlänge l der Lichtsäule in dem Rohre ST (s. Fig. 1) beobachtet. Als ich die Feldstärke von Null an allmählich wachsen ließ, stellte ich fest, daß l sich in der Weise veränderte, daß es zwei Maxima und zwei Minima aufwies, von denen die ersteren in dem Diagramm durch die Punkte A und C, die letzteren durch die Punkte B und D dargestellt werden. (Das Diagramm ist in der Weise gezeichnet worden, daß die l als Abszissen und die M als Ordinaten aufgetragen wurden.) Verbindet man diese Punkte durch Geraden, und verbindet man ferner A mit dem Punkte O (der die Länge l für den Fall darstellt, daß die Feldstärke null ist) sowie D mit E (dem Punkte, der dem höchsten erreichten Werte der Feldstärke entspricht), so erhält man die gebrochene Linie $OABCDE$, welche die sonderbare Erscheinung veranschaulicht. In demselben Diagramm veranschaulicht die gebrochene Linie, die von O_1 ausgeht, die Erscheinung für den Fall, in welchem dasselbe Gasgemisch einen Druck von 1,19 mm hatte. Aus der Vergleichung erkennt man, daß die Anzahl der Maxima und Minima von l mit der Verdünnung wächst, und daß außerdem der Größenunterschied zwischen den Maximis und Minimis selbst wächst. Die von den Punkten O_2, O_3, O_4, O_5 ausgehenden gebrochenen Linien weisen analoge Wirkungen auf, die sich an Gemischen aus Stickstoff und Wasserstoff zeigen. Wegen der diesbezüglichen Einzelheiten lese man in der ausführlichen Veröffentlichung nach.

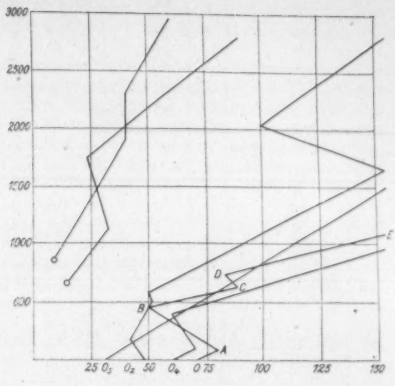


Fig. 13.

Das Interesse, das diese Erscheinungen bieten, liegt hauptsächlich darin, daß sie sich durch die Hypothese der Doppelsterne leicht erklären lassen, und zwar folgendermaßen:

In einem einfachen Gase weist das Bündel der magnetischen Strahlen bei einem gewissen Werte der Feldstärke eine größte Länge auf, und dasselbe gilt natürlich für die Länge l, die auch die sekundäre Säule mit umfaßt. Dies vorausgeschickt, wollen wir annehmen, daß die Entladungsröhre ein Gemisch aus zwei verschiedenen Gasen enthalte. Es ist wahrscheinlich, daß die Moleküle der beiden Gase in veränderlichem Verhältnis an der Bildung der Paare „Elektron—Positives Ion" teilnehmen, und daß bei niedrigen Werten der Feldstärke die Doppelsterne vorwiegend von positiven Ionen des einen

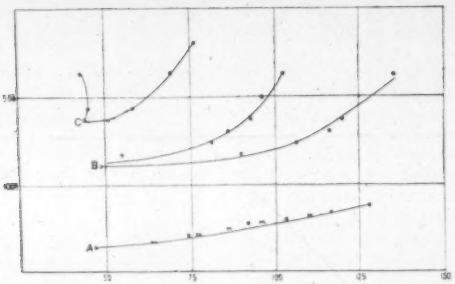


Fig. 14.

der beiden Gase gebildet werden. Mit wachsender Feldstärke wird die Lichtsäule bis zu einem Maximum an Länge zunehmen, um darauf abzunehmen; inzwischen aber werden die Ionen des anderen Gases in zunehmender Anzahl anfangen mitzuspielen und somit wird die Länge l wieder bis zu einem neuen Maximum wachsen.

In manchen Fällen habe ich hintereinander drei Maxima von l beobachtet; das würde ein Zeichen für die Gegenwart dreier Gasarten, oder doch mindestens dreier Ionenarten sein. Sämtliche untersuchten Gemische haben die geschilderte Erscheinung in mehr oder minder starkem Maße gezeigt.

5. Die virtuelle Anode in Gasgemischen.

Ich will jetzt in Kürze nur die Ergebnisse mitteilen, die ich in zwei Fällen erhalten habe, nämlich mit dem Gemisch aus Wasserstoff und Stickstoff und mit jenem aus Sticksjoff und Kohlenoxyd.

Fig. 14 zeigt die charakteristischen Kurven für Gemische in verschiedenen Mengenverhältnissen, und zwar war das Volumenverhältnis zwischen Wasserstoff und Stickstoff bei der Kurve A 56, bei der Kurve B 2,5 und bei der Kurve C 0,36. Der Druck war in diesen drei Fällen merklich derselbe, nämlich ungefähr 0,163 mm.

Die kleinen Kreuze neben der Kurve A bezeichnen die Ergebnisse, die reiner Wasserstoff bei einem ein wenig höheren Drucke lieferte. Auf diese Weise wird noch einmal festgestellt, daß durch Zusatz von ungefähr 2 Proz. Stickstoff das Verhalten des Wasserstoffs nicht merklich verändert wird.

Die Kurven B und C zeigen einen bemerkenswerten Charakter; jede von ihnen setzt sich nämlich aus zwei getrennten Zweigen zusammen Als ich nämlich den Versuchselektromagnet längs der Röhre verschob, bemerkte ich in zwei verschiedenen Stellungen jene gewisse Bildung der sekundären Säule, welche die Anwesenheit der virtuellen Anode anzeigte. Die Kurve C zeigt außerdem, daß bei einem der beiden Zweige der Wert der Feldstärke überschritten wird, bei dem die Bildung der Doppelsterne ein Maximum ist.

Die Theorie führt leicht zu einer Erklärung für die Verdoppelung der Kurven, und zwar ist diese Erklärung im Grunde dieselbe, die ich aufgestellt habe, um die im vorigen Abschnitt beschriebene Erscheinung zu erklären. Um nämlich diese Verdoppelung zu verstehen, brauchen wir uns nur vorzustellen, daß sich Doppelsterne von zweierlei Art bilden, nämlich solche, die als positives Ion Wasserstoff haben und solche, die ein Stickstoffion haben. Diese Doppelsterne werden, da sie verschiedene Massen haben, im Mittel auch verschiedene Geschwindigkeiten besitzen und werden daher zwei getrennte virtuelle Anoden bilden.

Der Fall des Gemisches zweier Gase von gleicher Dichte, wie etwa Stickstoff und Kohlenoxyd, bietet ein Interesse anderer Art. Ich habe das Volumenverhältnis zwischen dem Kohlenoxyd und dem Stickstoff in der Weise verändert, daß ich ihm die Werte 0,11 bzw. 0,354, 2 und 6,83 gab, und habe in allen vier Fällen den Druck gleich 0,24 mm gemacht; dabei habe ich das Ergebnis erhalten, das nach der Theorie vorauszusehen war. Trägt man nämlich in ein Diagramm die Punkte ein, welche die Koordinaten d und M haben, wie sie die Versuche liefern, so sind diese Punkte alle so angeordnet, daß man eine einzige Kurve dicht an ihnen vorbeiziehen kann. Dieser Umstand würde darauf hindeuten, daß die virtuelle

Anode in den verschiedenen Fällen für jeden Wert der Magnetfeldstärke merklich dieselbe Lage einnimmt.

Allgemeine Schlußfolgerungen.

Die Versuche, über die ich im vorliegenden zweiten Teile dieser Arbeit berichtet habe, und die sämtlich so ausgefallen sind, wie es nach der Hypothese der Doppelsterne „Elektron—Positives Ion" vorauszusehen war, liefern eine nicht zu übersehende Bestätigung zugunsten dieser Hypothese. Wenn man eine Hypothese bestätigt findet, so schließt das natürlich nicht aus, daß neue Tatsachen ihr widersprechen können, insofern, als die Bestätigungen nicht immer den Wert vollständiger Beweise haben; aber solche Bestätigungen tragen doch dazu bei, das Vertrauen in diese Hypothese zu verstärken.

Daß bei dem Versuch mit der virtuellen Anode ein Transport positiver Ionen stattfinde, daß an diesem Transport in der einen oder der anderen Weise die von der Kathode ausgehenden Elektronen teilnehmen, und daß schließlich das Vorhandensein eines Magnetfeldes von passender Richtung notwendig sei, dies alles scheint mir durch die Versuche des ersten Teiles außer Zweifel gestellt zu werden. Wenn dies aber zugegeben ist, so scheint mir die Hypothese von der Bildung der neutralen Paare oder Doppelgebilde oder Doppelsterne, wie wir sie nennen wollen, die einfachste und logischste Art der Deutung der festgestellten Tatsachen zu sein.

Bei der Beurteilung dieser Hypothese darf aber nicht vergessen werden, daß wir hier nur einen der Versuche behandelt haben, auf welche sie sich stützt. Viele Forscher sind auch der Meinung, daß es zur Erklärung der Erscheinungen, die das Kathodenlicht unter dem Einflusse des Magnetfeldes zeigt, keiner besonderen Hypothese bedürfe. Sie erklären aber nicht alle Erscheinungen in befriedigender Weise. Von einigen dieser Erscheinungen reden sie gar nicht, wie beispielsweise von den beiden, auf die ich in der Einleitung hingewiesen habe, und von jener anderen, die ich meinerseit zum Gegenstande zahlreicher Versuche gemacht habe[1]), und die darin besteht, daß eine Funkenentladung unter der Einwirkung des Feldes die charakteristischen Eigenschaften eines Bündels magnetischer Strahlen annehmen kann.

Andere Physiker erkennen die Unzulänglichkeit der bisher befolgten Auffassungsweise an, die in der Annahme besteht, daß die Wirkung des Feldes einzig und allein die ist, den Bahnen der Elektronen neue Gestalten zu geben; darüber hinaus stellen sie aber keine neue Erklärung auf.

Nur die Herren More und Mauchly[1]) haben eine neue Theorie aufgestellt, die aber insofern nicht annehmbar ist, als sie von der irrigen Voraussetzung ausgeht, daß unter der Einwirkung des Magnetfeldes der Potentialsprung an der Kathode abnehme, während gerade das Gegenteil eintritt, wenn sich die virtuelle Anode bildet. Übrigens halte ich es nach meinen Darlegungen im ersten Teile für sicher, daß die genannten Physiker bei vielen ihrer Versuche die von der virtuellen Anode herrührende sekundäre Säule mit jener, übrigens wenig anders aussehenden Lichtsäule verwechselt haben, welche die Röhre erfüllt, wenn sich im Stromkreise eine kleine Funkenstrecke befindet, oder wenn gewisse andere Bedingungen erfüllt sind, die ich angegeben habe. Zum Beweise hierfür würde die Tatsache genügen, daß sie die Erzeugung der virtuellen Anode auch mit Röhren der in Fig. 7 dargestellten Art festgestellt haben.

1) Diese Zeitschr. 13, 65, 1912.

1) Phil. Mag., August 1913.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. April 1914.)

Absorptions- und Brechungsindizes dünner Kupferschichten.

Von W. Planck.

Frau N. Galli hat kürzlich im hiesigen Institut „Das optische Verhalten dünner Metallschichten" studiert[1]) und gefunden, daß bei Silber und Gold die optischen Parameter wesentlich von der Dicke der Metallschicht abhängen. Da diese Beobachtungen jedoch zur Bestimmung einer Gesetzmäßigkeit nicht ausreichen, habe ich auf Anraten von Herrn Geheimrat Voigt die Gallischen Untersuchungen an Iridium und besonders an Kupferschichten fortgesetzt. Es kam darauf an, zuzusehen, ob sich für die beobachtete Abhängigkeit des n und k von der Schichtdicke ein numerisches Gesetz feststellen läßt, also zunächst, ob Schichten gleicher Dicke gleiche Werte ihrer optischen Parameter aufweisen.

Die Theorie der optischen Erscheinungen an dünnen Metallschichten hat Försterling entwickelt[2]). Er hat gefunden, daß sich die optischen Parameter einer Metallschicht und ihre Dicke besonders einfach berechnen lassen aus

1) N. Galli, Diss. Göttingen 1913.

2) K. Försterling, Nachr. d. k. Gesellsch. d. Wiss. z. Göttingen. Mathem.-phys. Kl. 1911.

dem Polarisationszustand des reflektierten und durchgegangenen Lichts, wenn sich die Metallschicht zwischen zwei optisch gleichen Medien befindet. Die Gültigkeit der Försterlingschen Formeln ist von Frau Galli bestätigt worden.

1. Die Herstellung der Schichten geschah ebenso wie bei Frau Galli durch Kathodenzerstäubung; ich benutzte denselben Apparat, der von Rümelin[1]) angegeben, von ihm und Frau Galli[2]) beschrieben worden ist. Wie Frau Galli bestäubte ich zunächst eine Glasplatte von etwa 3—4 cm² Fläche, die dann zur Beobachtung zwischen zwei Prismen gekittet wurde. Das Bindemittel war entweder Kanadabalsam oder Xylol. Damit die Metallverteilung über die ganze Fläche gleichmäßig wurde, war die Kathode viel größer als die zu bestäubende Fläche, ein Kupferblech von etwa 20 cm² Fläche. Vorteilhaft war es, die Kathode gelegentlich in Salpetersäure zu baden, da es sonst vorkam, daß die niedergeschlagene Schicht schwärzlich ohne Metallglanz war (Kupferoxyd?). Auch mußte natürlich die zu bestäubende Glasfläche gründlich gereinigt und getrocknet sein, da sich sonst, besonders bei längerem Bestäuben, das Metall in kleinen Blasen vom Glase abhob.

Da ferner Frau Galli und ich gelegentlich Schichten erhielten, die von beiden Seiten beobachtet verschiedene Resultate ergaben, versuchte ich, diese Fehlerquelle möglichst zu beseitigen. Ich fand zunächst, daß die Inhomogenität geringer wird, wenn mit geringer Stromstärke (5—10 Milliamp. bei einer Spannung von 1500 Volt und einem Druck von 0,02—0,07 mm Quecksilber) bestäubt wird. Auch habe ich das Auftreten von Funken in der Entladungsglocke vermieden. Diese zeigten sich besonders an der Stelle, wo der Zuleitungsdraht zur Kathode das isolierende Glasrohr verläßt und dessen Kante berührt. Ich habe daher dieses Glasrohr an seinem Ende wieder nach unten gebogen, so daß der Zuleitungsdraht das Glasrohr nur in seinem Innern berührte. Wegen der geringeren Stromstärke muß natürlich die Zerstäubung längere Zeit dauern, um dieselbe Dicke hervorzubringen, doch ist dies insofern ein Vorteil, als eine gewünschte Dicke mit größerer Genauigkeit erreicht werden kann, da die Dicke der Stromstärke und der Bestäubungszeit einigermaßen proportional ist. Während der Zerstäubung blieben Stromstärke und Spannung bis auf 10 Proz. konstant. Alle diese Vorsichtsmaßregeln führten jedoch nicht völlig zum Ziel. Schließlich ergab sich, daß die Verschiedenheit der Beobachtungen von beiden Seiten hauptsächlich durch die störenden Reflexionen an den verschiedenen Glasflächen bedingt war; sie verschwand ganz, als die Metallschicht direkt auf die Hypotenusenfläche des einen Prismas niedergeschlagen und dann das zweite Prisma dagegen gekittet wurde. Die mögliche Annahme, daß das Bindemittel das Metall beeinflußte, bestätigte sich also nicht.

Ich habe auf die angegebene Art 33 Kupferschichten hergestellt, von denen 4 wegen der besprochenen Blasenbildung nicht zu beobachten waren. Alle andern sind der Beobachtung unterzogen worden. Diese geschah mit demselben Apparat, den Frau Galli benutzt hat, einem Polarisationsspektrometer von Fueß in Verbindung mit einem Monochromator. Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe. Da die Spiegel in ihrer ganzen Ausdehnung gleichmäßig erschienen, habe ich das Herausblenden eines kleinen Teils der Schicht unterlassen; ich habe auch nur bei einem Einfallswinkel beobachtet, da die Abhängigkeit der Polarisationszustände vom Einfallswinkel, wie sie die Försterlingschen Formeln geben, von Frau Galli bestätigt worden ist. Alle Schichten aber habe ich von beiden Seiten beobachtet, aus beiden Beobachtungen die optischen Parameter bestimmt und die Mittel aus beiden Werten, die selten beträchtlich voneinander abwichen, genommen.

2. Die Bestimmung der Parameter aus den beobachteten Polarisationszuständen geschah auf graphischem Wege, ein Verfahren, das bequemer ist und eher vor Rechenfehlern schützt als das rein rechnerische. Nach den erwähnten Försterlingschen Formeln sind, wenn χ_R und δ_R, χ_D und δ_D die Azimute und Phasenverzögerungen des reflektierten und des durchgegangenen Lichtes sind, die Verbindungen $\operatorname{tg}\chi = \frac{\operatorname{tg}\chi_R}{\operatorname{tg}\chi_D}$ und $\operatorname{tg}\delta = \operatorname{tg}(\delta_R - \delta_D)$ verhältnismäßig einfach aus den Parametern n und k zu finden, während umgekehrt die Berechnung von n und k aus $\operatorname{tg}\chi$ und $\operatorname{tg}\delta$ ziemlich mühsam ist. Ich habe nun für bestimmte n und k die Werte von $\operatorname{tg}\chi$ und $\operatorname{tg}\delta$ berechnet und die Kurven $n =$ konst. und $k =$ konst. in der $\operatorname{tg}\chi$-$\operatorname{tg}\delta$-Ebene gezeichnet. Ich konnte dann für beobachtete $\operatorname{tg}\chi$ und $\operatorname{tg}\delta$ die zugehörigen n und k bestimmen, und beliebig genau, wenn die Kurven eng genug gezeichnet wurden. Natürlich habe ich nur die Kurvenstücke gezeichnet, die bei meinen Beobachtungen in Betracht kamen.

Die Dicke l der Metallschicht wurde im allgemeinen aus dem Polarisationszustand des durchgegangenen Lichtes dreier verschiedener Farben berechnet. Da die Gleichung für l

1) G. Rümelin, diese Zeitschr. 13, 1222, 1912.
2) N. Galli, l. c.

komplex ist, ergeben sich für jede Farbe zwei Möglichkeiten der Berechnung von l, die bei mir wie bei Frau Galli mitunter erheblich voneinander abweichende Resultate ergaben, vor allem bei sehr dicken und sehr dünnen Schichten, da hier Beobachtungsfehler besonders schwer ins Gewicht fallen. Bei dicken Schichten kam es jedoch auf eine genaue Bestimmung des l nicht an, da hier die optischen Parameter nahezu von der Dicke unabhängig sind, bei dünnen Schichten habe ich mir durch eine Interpolation geholfen. Die bei dünnen Schichten am genauesten zu beobachtende Größe, das Azimut des durchgegangenen Lichts, das für $l = 0$ 45^0 sein muß, habe ich als Funktion der berechneten Dicke dargestellt. Es ergibt sich eine fast lineare Abhängigkeit, aus der für dünne Schichten die Dicke bestimmt werden kann. Für die andern Schichten ergeben sich Korrektionen an der Dicke, die innerhalb der Versuchsfehler liegen.

Die folgende Tabelle gibt die mit gelbem Licht ($\lambda = 587$ $\mu\mu$) beobachteten $tg\chi$ und $tg\delta$ und die daraus bestimmten n und k; die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf die beiden Seiten der Metallschicht.

Tabelle I.

Nr.	$tg\chi_1$	$tg\chi_2$	$tg\delta_1$	$tg\delta_2$	n_1	n_2	k_1	k_2
1	—*)	—	—	—	0,56	0,56	3,52	3,19
2	—	—	—	—	0,53	0,46	3,59	3,24
3	0,43	0,44	0,35	0,31	0,78	0,67	2,55	2,55
4	0,39	0,39	0,17	0,17	0,49	0,49	2,95	2,95
5	0,39	0,38	0,15	0,16	0,42	0,49	3,00	3,18
6	0,39	0,39	0,17	0,19	0,49	0,55	2,98	2,95
7	0,36	0,37	0,21	0,19	0,70	0,59	3,18	3,07
8	0,42	0,40	0,19	0,22	0,49	0,59	2,78	2,89
9	0,39	0,42	0,27	0,25	0,73	0,61	2,89	2,74
10	0,41	0,41	0,38	0,38	0,91	0,88	2,64	2,60
11	0,43	0,43	0,74	0,62	1,25	1,12	2,21	2,30
12	0,37	0,41	0,76	0,72	1,50	1,26	2,32	2,25
13	0,38	0,37	0,20	0,16	0,59	0,50	3,01	3,15
14	0,41	0,40	0,23	0,26	0,59	0,71	2,80	2,86
15	0,39	0,38	0,34	0,34	0,88	0,91	2,76	2,81
16	0,37	0,39	0,39	0,36	1,05	0,93	2,83	2,80
17	0,39	0,39	0,95	0,90	1,50	1,47	2,08	2,14
18	0,39	0,36	0,67	0,78	1,32	1,57	2,37	2,28
19	0,40	0,38	0,52	0,63	1,14	1,32	2,51	2,45
20	0,37	0,40	0,71	0,59	1,46	1,20	2,37	2,42
21	0,37	0,34	0,77	0,96	1,48	1,73	2,30	2,18
22	0,32	0,24	—5,0	—2,5	1,95	2,17	0,93	0,76
23	0,42	0,37	—2,9	—0,49	1,73	1,82	0,84	0,29
24	0,36	0,25	—0,62	—0,55	1,86	2,08	0,37	0,30
25	0,20	0,39	—1,46	—0,06	2,27	1,79	0,58	0,03
26	0,26	0,21	—11,8	—4,7	2,13	2,30	1,02	0,87
27	0,23	0,27	—0,70	—0,92	2,13	2,05	0,35	0,46
28	0,22	0,25	+2,41	+2,10	2,45	2,30	1,47	1,60
29	0,22	0,24	—10,1	—8,6	2,26	2,20	0,99	0,97

*) Schicht 1 und 2 waren so dick, daß das durchgegangene Licht nicht hat vermessen werden können, die Parameter sind nach den gewohnten Formeln der Metallreflexion berechnet worden.

Bei einigen Spiegeln, besonders Nr. 23 und 25, unterscheiden sich die Beobachtungen an den verschiedenen Seiten noch recht stark, wahrscheinlich sind äußere Umstände dafür verantwortlich zu machen.

Für andere Farben ergeben sich ähnliche Tabellen, ich gebe in der folgenden die Mittelwerte n aus n_1 und n_2 und k aus k_1 und k_2 für die verschiedenen Farben.

Tabelle II.

Nr.	n $\lambda = 686$	n $\lambda = 587$	n $\lambda = 526$	n $\lambda = 453$	k $\lambda = 686$	k $\lambda = 587$	k $\lambda = 526$	k $\lambda = 453$
1	—	0,56	—	—	—	3,56	—	—
2	0,15	0,50	—	1,08	4,41	3,42	—	2,63
3	—	0,72	1,18	1,14	—	2,55	2,46	2,24
4	—	0,49	1,06	1,12	—	2,95	2,75	2,48
5	—	0,46	1,06	1,08	—	3,04	2,86	2,61
6	—	0,52	1,15	1,16	—	2,97	2,83	2,54
7	—	0,65	1,12	1,11	—	3,13	2,76	2,52
8	0,39	0,54	1,10	—	3,79	2,84	2,76	—
9	0,52	0,67	1,19	—	3,68	2,82	2,52	—
10	0,79	0,90	1,37	—	3,56	2,62	2,54	—
11	1,21	1,19	1,43	—	3,04	2,25	1,90	—
12	1,67	1,38	1,67	1,61	3,07	2,28	1,95	1,78
13	—	0,55	1,10	—	—	3,07	2,75	—
14	0,55	0,65	1,15	—	3,77	2,83	2,62	—
15	0,73	0,90	1,34	—	3,71	2,80	2,51	—
16	0,94	0,99	1,37	—	3,50	2,81	2,34	—
17	1,64	1,49	1,75	—	2,83	2,12	1,79	—
18	1,85	1,44	1,67	—	2,98	2,32	1,98	—
19	1,14	1,23	1,58	—	3,27	2,48	2,11	—
20	1,43	1,34	1,63	—	3,10	2,40	2,10	—
21	1,84	1,61	1,85	—	2,86	2,24	1,88	—
22	—	2,07	2,01	—	—	0,85	0,64	—
23	—	1,78	1,67	—	—	0,56	0,43	—
24	—	1,98	1,93	—	—	0,33	0,30	—
25	—	2,04	1,92	—	—	0,30	0,33	—
26	—	2,22	2,04	—	—	0,94	0,76	—
27	—	2,10	2,05	—	—	0,40	0,35	—
28	—	2,37	2,08	—	—	1,54	1,31	—
29	—	2,24	2,10	—	—	0,99	0,82	—

Die dünnsten Schichten reflektierten so schwach, daß eine Beobachtung nur im gelben und grünen Teil des Spektrums möglich war.

Ich komme jetzt weiter zur Dickenbestimmung. Die Tabelle 3 enthält die Werte, die aus dem Polarisationszustand des durchgegangenen Lichtes für drei Farben berechnet wurden, ferner die Werte von $tg\chi_D$ im Gelb und Grün und die Dicken, die aus dem Verlauf dieser Größe, wie oben angegeben, korrigiert worden sind. l gibt schließlich das Mittel aus den letzten beiden Zahlen. Alle Dicken sind in $\mu\mu$ angegeben.

(Siehe Tabelle III.)

Stellt man nun n und k sowie die für die Dispersionstheorie wichtigen Verbindungen $n^2 - k^2$ und $2nk$ als Funktionen der Dicke dar, so ergibt sich folgendes Bild (Tabelle IV).

Tabelle III.

Nr.	$\lambda = 587$		$\lambda = 526$		$\lambda = 453$		Mittel	$\operatorname{tg}\chi_D$ $\lambda = 587$	$\operatorname{tg}\chi_D$ $\lambda = 526$	l korr. $\lambda = 587$	l korr. $\lambda = 526$	l
	l_1	l_2	l_1	l_2	l_1	l_2						
1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	∞
2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	∞
3	31,5	35,7	30,0	31,2	33,1	30,2	35,3	1,87	1,80	23,0	28,0	26,0
4	99,0	39,8	47,1	35,2	13,4	35,4	45,0	2,23	1,99	44,0	44,0	44,0
5	84,6	41,4	39,5	43,5	30,7	33,9	45,6	2,30	2,01	47,0	46,0	46,0
6	45,1	26,5	29,8	26,2	32,8	23,0	27,2	2,02	1,95	34,0	40,0	37,0
7	34,2	18,9	21,9	17,8	22,4	18,2	22,2	1,90	1,80	29,0	28,0	28,0
					$\lambda = 686$							
8	40,7	21,9	21,3	20,6	32,7	23,4	26,8	1,74	1,74	23,0	25,0	24,0
9	14,4	10,2	15,1	9,3	15,0	11,5	12,6	1,41	1,48	11,6	12,6	12,1
10	6,2	8,6	6,4	7,1	11,6	8,9	8,1	1,33	1,38	9,0	9,4	9,2
11	10,7	5,5	12,8	7,1	10,1	7,1	8,9	1,27	1,30	7,0	7,0	7,0
12	12,5	13,2	9,6	8,8	10,7	8,6	10,6	1,34	1,35	9,3	8,5	8,9
13	21,6	15,5	12,3	13,8	—	—	15,8	1,70	1,68	22,0	21,0	22,0
14	14,9	8,8	11,5	8,0	15,3	9,4	11,3	1,37	1,43	10,2	11,0	10,6
15	9,8	6,7	10,1	7,7	12,2	7,6	9,0	1,33	1,37	9,0	9,0	9,0
16	9,5	6,5	6,9	4,9	11,4	7,0	7,7	1,32	1,34	8,6	8,1	8,4
17	10,5	8,7	8,1	7,3	9,9	6,2	8,4	1,29	1,29	7,6	6,7	7,2
18	6,1	5,5	6,4	4,8	5,4	5,2	5,7	1,24	1,24	6,0	5,4	5,7
19	7,4	5,4	9,4	6,3	4,9	6,8	6,7	1,26	1,28	6,7	6,5	6,6
20	6,0	4,0	7,0	3,0	7,1	4,4	5,2	1,22	1,24	5,5	5,4	5,4
21	5,2	4,1	5,6	4,5	4,7	3,4	4,6	1,21	1,22	5,1	5,0	5,0
22	5,3	2,9	6,6	3,8	—	—	4,6	1,10	1,08	2,4	1,6	2,0
23	5,7	— 1,2	12,3	— 1,2	—	—	3,9	1,07	1,07	1,6	1,4	1,5
24	—	—	—	—	—	—	—	1,06	1,06	1,4	1,2	1,3
25	—	—	—	—	—	—	—	1,09	1,08	2,0	1,6	1,8
26	—	—	—	—	—	—	—	1,15	1,12	3,5	2,6	3,0
27	—	—	—	—	—	—	—	1,08	1,07	1,9	1,4	1,6
28	—	—	—	—	—	—	—	1,21	1,18	5,1	4,0	4,6
29	—	—	—	—	—	—	—	1,13	1,12	3,0	2,6	2,8

Tabelle IV.

l	$\lambda = 587$				$\lambda = 526$			
	n	k	n^2-k^2	$2nk$	n	k	n^2-k^2	$2nk$
∞	0,56	3,36	— 11,01	3,76	—	—	—	—
∞	0,50	3,42	— 11,49	3,42	—	—	—	—
40,0	0,46	3,04	— 9,03	2,79	1,06	2,86	— 7,07	6,07
44,0	0,49	2,95	— 8,47	2,89	1,06	2,75	— 6,40	5,84
37,0	0,52	2,97	— 8,56	3,09	1,15	2,83	— 6,69	6,51
28,0	0,65	3,13	— 9,40	4,07	1,12	2,76	— 6,36	6,19
26,0	0,72	2,55	— 5,99	3,67	1,18	2,46	— 4,67	5,81
24,0	0,54	2,84	— 7,78	3,07	1,10	2,76	— 7,41	6,07
22,0	0,55	3,07	— 9,12	3,38	1,10	2,75	— 6,37	6,05
12,1	0,67	2,82	— 7,51	3,78	1,19	2,52	— 4,95	6,00
10,6	0,65	2,83	— 7,59	3,68	1,15	2,62	— 5,56	6,02
9,2	0,90	2,62	— 6,06	4,71	1,37	2,54	— 4,59	6,96
9,0	0,90	2,80	— 7,03	5,04	1,34	2,51	— 4,51	6,73
8,9	1,38	2,28	— 3,30	6,29	1,67	1,95	— 1,02	6,52
8,4	0,99	2,81	— 6,93	5,56	1,37	2,34	— 3,60	6,41
7,2	1,49	2,12	— 2,82	6,32	1,75	1,79	— 0,15	6,26
7,0	1,19	2,25	— 3,65	5,36	1,43	1,90	— 1,56	5,44
6,6	1,23	2,48	— 4,64	6,10	1,58	2,11	— 1,96	6,66
5,7	1,44	2,32	— 3,32	6,68	1,67	1,98	— 1,13	6,61
5,4	1,34	2,40	— 3,97	6,43	1,63	2,10	— 1,75	6,85
5,0	1,61	2,24	— 2,43	7,22	1,85	1,88	— 0,12	6,95
4,6	2,37	1,54	+ 3,20	7,30	2,08	1,31	+ 2,61	5,45
3,0	2,22	0,94	+ 4,05	4,18	2,04	0,76	+ 3,58	3,10
2,8	2,24	0,99	+ 4,04	4,44	2,10	0,82	+ 3,74	3,44
2,0	2,07	0,85	+ 3,57	3,52	2,01	0,64	+ 3,63	2,57
1,8	2,04	0,30	+ 4,07	1,22	1,92	0,33	+ 3,58	1,27
1,6	2,10	0,40	+ 4,25	1,68	2,05	0,35	+ 4,09	1,44
1,5	1,78	0,56	+ 2,86	1,09	1,67	0,43	+ 2,60	1,44
1,3	1,98	0,33	+ 3,82	1,31	1,93	0,30	+ 3,64	1,16

Die Kurven in den Fig. 1 und 2 machen den Verlauf von n und k im Gelben anschaulich. Daß einige Schichten sich nicht einfügen, liegt wohl an äußeren Umständen, es läge nahe, bei ihnen Oxydation anzunehmen, da n zu groß, k zu klein erscheint.

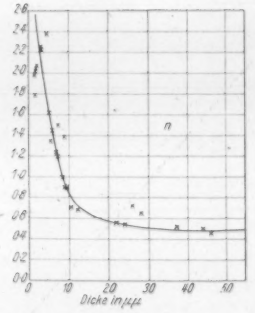


Fig. 1.

Beim Iridium ist diese starke Abhängigkeit der Parameter von der Schichtdicke, wenigstens im untersuchten Intervall von 2 $\mu\mu$ an auf-

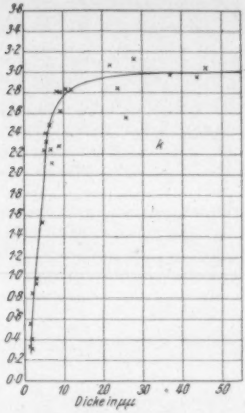


Fig. 2.

wärts, nicht vorhanden. Die Werte für n und k schwanken unregelmäßig um einen Mittelwert von 2,1 für n und 1,9 für k im gelben Licht. Dieselbe Beobachtung machte Frau Galli an Platinschichten. Auch die Dispersion ist bei diesen Metallen sehr gering.

3. Es soll jetzt versucht werden, eine Erklärung für die beobachtete Abhängigkeit zu finden. Drude hat bekanntlich unter Annahme der Existenz freier und gebundener Elektronen im Metall Formeln für die charakteristischen Verbindungen n^2-k^2 und $2nk$ abgeleitet. Nimmt man nur eine Art freier, aber mehrere Arten gebundener Elektronen an, so stellen sich diese Formeln so dar:

$$n^2-k^2 = 1 + \sum_h \frac{C_h\left(\frac{1}{\lambda_{oh}^2}-\frac{1}{\lambda^2}\right)}{\left(\frac{1}{\lambda_{oh}^2}-\frac{1}{\lambda^2}\right)^2+\frac{1}{\lambda^2\lambda_h'^2}} - \frac{C_1\lambda_1'^2\lambda_2}{\lambda_2+\lambda_1'^2} = q - \frac{C_1\lambda_1'^2\lambda^2}{\lambda^2+\lambda_1'^2},$$

$$2nk = \sum_h \frac{C_h\frac{1}{\lambda\lambda_h'}}{\left(\frac{1}{\lambda_{oh}^2}-\frac{1}{\lambda^2}\right)^2+\frac{1}{\lambda^2\lambda_h'^2}} + \frac{C_1\lambda_1'\lambda^3}{\lambda^2+\lambda_1'^2} = p + \frac{C_1\lambda_1'\lambda^3}{\lambda^2+\lambda_1'^2}.$$

In ihnen bedeutet λ die Wellenlänge des einfallenden Lichts, λ_1' und C_1 sind den freien Elektronen eigentümlich, die λ_h' und C_h den gebundenen, während die λ_{oh} deren Eigenwellenlängen sind. Von einer Abhängigkeit von der Schichtdicke des Metalls ist hier natürlich nicht die Rede, sie gelten für den massiven Zustand. Es ist nun kaum anzunehmen, daß die im Atom gebundenen Elektronen wesentlich beeinflußt werden, wenn das Metall nur eine dünne Schicht bildet, wohl aber kann eine geringe Schichtdicke die Bewegungen der freien Elektronen stören. Man kann sich leicht vorstellen, daß die freie Weglänge mit abnehmender Schichtdicke kleiner wird, das würde in dem Ansatz der Drudeschen Theorie darauf hinauskommen, daß die auf die freien Elektronen wirkende Reibungskraft r vergrößert wird. Nehmen wir als einfachste Form für eine solche Abhängigkeit an, daß $r = r_0\left(1+\frac{\alpha}{l}\right)$ ist, wo r_0 die Reibungskraft im massiven Metall, l die Dicke und α ein Parameter ist, so wird in den oben angeführten Formeln, da λ_1' per definitionem dem r umgekehrt proportional ist, $\lambda_1' = \frac{\lambda_{10}'}{1+\frac{\alpha}{l}}$, wo wieder λ_{10}' sich auf das massive Metall bezieht[1]).

Setzen wir diesen Ausdruck für λ_1' in die Drudeschen Formeln ein, so erhalten wir:

$$n^2-k^2 = q - \frac{al^2}{l^2+bl+c},$$

$$2nk = p + \frac{f(l^2+\alpha l)}{l^2+bl+c},$$

wo zur Abkürzung gesetzt ist:

$$a = \frac{C_1\lambda^2\lambda_{10}'^2}{\lambda^2+\lambda_{10}'^2}, \qquad b = \frac{2\alpha\lambda^2}{\lambda^2+\lambda_{10}'^2},$$

$$c = \frac{\alpha^2\lambda^2}{\lambda^2+\lambda_{10}'^2}, \qquad f = \frac{C_1\lambda^3\lambda_{10}'}{\lambda^2+\lambda_{10}'^2}.$$

Für $l=\infty$ gehen diese Formeln in die ursprünglichen über, während für $l=0$ die Glieder, die von den freien Elektronen herrühren, verschwinden. Bei den dünnsten Schichten haben also nur noch die gebundenen Elektronen einen Einfluß auf die optischen Erscheinungen. Ferner kann man sich leicht davon überzeugen, daß n^2-k^2 mit wachsendem l monoton abnimmt, um sich dem Wert $q-a$ asymptotisch zu nähern, während $2nk$ vom Werte p ab zunimmt und sich, je nach dem Zahlwert von α mit oder ohne Ausbildung eines Maximums, dem Wert $p+f$ nähert. Diese qualitativen Eigenschaften besitzen die beobachteten n^2-k^2 und $2nk$ durchaus. Eine quantitative Übereinstimmung

1) Dieser Ansatz ließe sich am leichtesten durch Beobachtung der Leitfähigkeit dünner Schichten prüfen, ich komme im folgenden noch darauf zurück.

wäre bei der großen Zahl von Parametern nicht schwer zu erreichen, wenigstens, solange nicht mehr Beobachtungen auch über die Dispersion der Schichten vorliegen.

Für massives Kupfer hat Minor[1]) die Dispersion in weitem Intervall bestimmt und Meier[2]) hat auf Grund dieser Messungen Zahlwerte für die in den Drudeschen Gleichungen auftretenden Konstanten berechnet. Obwohl nun die Minorschen Messungen mit den meinen nicht übereinstimmen, sind die Meierschen Zahlen doch geeignet, meinen Ansatz zu prüfen. Wie schon erwähnt, müssen die dünnsten Schichten sich so verhalten, als ob nur die gebundenen Elektronen wirksam wären. Nun berechnet Meier für Kupfer eine starke Eigenschwingung bei $\lambda = 500\ \mu\mu$ und in der Tat sehen die dünnsten Kupferschichten im reflektierten Licht nicht mehr rot, sondern blauviolett aus, während sie im durchgehenden gelblich erscheinen. Berechnet man ferner mit Hilfe der Meierschen Zahlen die Anteile der freien und gebundenen Elektronen in $n^2 - k^2$ und $2nk$ einzeln, so ergibt sich im gelben: $n^2 - k^2 = 6{,}6 - 12{,}5$, $2nk = 2{,}37 + 0{,}93$, wo die ersten Zahlen sich auf die gebundenen, die zweiten sich auf die freien beziehen. Für massives Metall ist also nach Meier

$$n^2 - k^2 = -5{,}9, \qquad 2nk = 3{,}30,$$

während ich beobachtete:

$$n^2 - k^2 = -11, \qquad 2nk = 3{,}6;$$

für unendlich dünne Schichten sollte sein:

$$n^2 - k^2 = +6{,}6, \qquad 2nk = 2{,}37,$$

während bei meinen dünnsten Schichten ist:

$$n^2 - k^2 = +4, \qquad 2nk = 1{,}6.$$

Auch den Verlauf dieser Größen mit der Dicke vermag mein Ansatz wiederzugeben. Ich habe in den folgenden Figuren die Kurven der beobachteten $n^2 - k^2$ und $2nk$ gezeichnet, während die punktierte Kurve die Werte gibt, die nach den aufgestellten Gleichungen mit den Meierschen Werten und der willkürlichen Annahme $\alpha = 50$ erhalten wurden.

Im Grünen verläuft die Kurve für $n^2 - k^2$ bei den gleichen Zahlwerten der gelben sehr ähnlich, die für $2nk$ flacher, was wieder meinen Beobachtungen entspricht.

Bei Platin und Iridium liegen, wie schon erwähnt, die tatsächlichen Verhältnisse wesentlich anders als beim Kupfer, doch auch darüber kann der gemachte Ansatz Rechenschaft geben. Meier berechnet für massives Platin $n^2 - k^2 = -2{,}0$, $2nk = 18{,}4$, dabei ist der Anteil der gebundenen Elektronen, der also für sehr dünne Schichten gelten müßte: $(n^2 - k^2)_0 = 6{,}4$, $(2nk)_0 = 5{,}3$, oder $n_0 = 2{,}7$, $k_0 = 0{,}95$, während für massives Platin gilt: $n = 2{,}9$, $k = 3{,}2$. Darnach sollte sich also n fast gar nicht und auch k nicht in dem Maße wie beim Kupfer mit der Dicke ändern. Eben dies hat aber Frau Galli beobachtet.

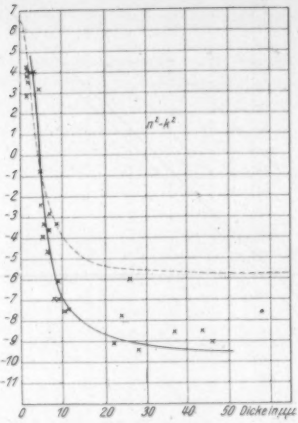


Fig. 3.

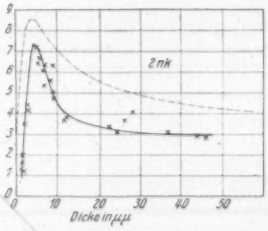


Fig. 4.

Da von der hier modifizierten Reibungskraft auch die elektrische Leitfähigkeit wesentlich abhängt, könnte auch hier nach einer Bestätigung der gemachten Annahme gesucht werden. Herr A. Riede hat im hiesigen Institut die Leitfähigkeiten dünner Kupferschichten gemessen und hatte die Freundlichkeit, mir seine Ergebnisse, die demnächst in einer Dissertation veröffentlicht werden sollen, mitzuteilen. Er hat gefunden, daß, wenn die Schichtdicke kleiner wird als 100 $\mu\mu$, die Leitfähigkeit mehr und mehr abnimmt. Auch diese Beobachtungen lassen sich durch meinen Ansatz mit ähnlichen Zahlwerten wiedergeben.

1) R. S. Minor, Ann. d. Phys. 10, 581, 1903.
2) W. Meier, Ann. d. Phys. 31, 1017, 1910.

Zusammenfassung.

Innerhalb der Genauigkeitsgrenze der ziemlich unsicheren Beobachtungen hat sich eine Gesetzmäßigkeit für die Abhängigkeit der Absorptions- und Brechungsindizes von der Schichtdicke gewinnen lassen; nach ihr hat es den Anschein, als ob die freien Elektronen des Metalls, je dünner die Schicht ist, um so mehr an Einfluß auf die optischen Erscheinungen verlören.

Göttingen, Physikalisches Institut, mathematische Abteilung, im März 1914.

(Eingegangen 30. April 1914.)

Pyroelektrizität auf Grund der Quantentheorie.

Von S. Boguslawski.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) habe ich die Vorstellung verfolgt, daß die Kräfte, durch welche die elektrischen Ladungen im Inneren eines Dielektrikums an ihre Ruhelagen gebunden sind, nicht rein quasielastisch sind, sondern auch höhere Glieder enthalten.

Zur Erklärung der Erscheinung der Pyroelektrizität machte ich die Annahme, daß einer Verschiebung einer Ladung aus ihrer Ruhelage um eine Strecke x eine Arbeit

$$A = ax^2 + bx^3 \qquad (1)$$

entspricht.

Die Rechnung wurde auf Grund der gewöhnlichen statistischen Mechanik geführt, welche ja bekanntlich bei ganz tiefen Temperaturen versagt.

Im folgenden wird die analoge Rechnung auf Grund der Quantentheorie durchgeführt, wodurch ein guter Anschluß an die Erfahrung erreicht wird.

Die Quantentheorie wollen wir in der Form der Hypothese der „elementaren Wahrscheinlichkeitsbereiche" benutzen, in welcher sie auch auf unseren Fall ohne weiteres anwendbar ist.

Sei m die Masse, an die die Ladung gebunden ist, und

$$q = m \cdot \frac{dx}{dt}$$

der Impuls in der x-Richtung.

Wir zeichnen in der xq-Ebene die Kurven gleicher Energie E

$$E_z = \frac{1}{2m} q^2 + ax^2 + bx^3. \qquad (2)$$

Es soll dabei E_z sukzessive solche Werte annehmen, daß der Flächeninhalt dieser Kurven gleich ganzen Vielfachen von h ist, d. h. es soll

$$\int\int dx\, dq = zh, \quad z = 0, 1, 2 \ldots \qquad (3)$$

sein, falls die Integration über das Innere der Energiekurven erstreckt wird.

Eine der üblichen Formulierungen der Quantenhypothese ist dann die, daß nur die Werte E_z der Energie möglich sind, wobei jedem dieser Werte die endliche Wahrscheinlichkeit

$$Ce^{-\frac{E_z}{kT}}$$

zukommt. Zur Berechnung der mittleren Energie der betrachteten Gebilde, so wie sie etwa in der Strahlungstheorie angestrebt wird, reicht diese Annahme aus. Im allgemeinen aber muß man weiter festsetzen, daß alle Punkte einer und derselben Energiekurve E_z untereinander gleich wahrscheinlich sind. Dabei sind die Punkte der Energiekurve als Punkte des zwischen zwei unendlich benachbarten Kurven eingeschlossenen Flächenstückes der xq-Ebene aufzufassen. Diese Festsetzung müssen wir hier machen.

An Stelle von x und q führen wir in Formel (3) x und E als unabhängige Variable ein.

Es ist dabei die Funktionaldeterminante

$$\frac{\partial(x, q)}{\partial(x, E)} = \frac{m}{q} = \frac{\sqrt{\frac{m}{2}}}{\sqrt{E - ax^2 - bx^3}}.$$

Hiermit wird aus (3):

$$\int_0^{E_z} dE \sqrt{2m} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\sqrt{E - ax^2 - bx^3}} = zh, \qquad (4)$$

wo x_1 und x_2 die Wurzeln der Gleichung

$$E - ax^2 - bx^3 = 0$$

sind (siehe Figur).

Die Größe

$$\tau = \frac{1}{\nu} = \sqrt{2m} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\sqrt{E - ax^2 - bx^3}} \qquad (5)$$

ist die Schwingungsdauer des asymmetrischen Oszillators, falls seine Energie E beträgt. Diesen

1) Diese Zeitschr. 15, 283, 1914.

Ausdruck bekommt man direkt durch Integration der Gleichung der lebendigen Kraft

$$\frac{m}{2}\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = E - ax^2 - bx^3.$$

ν ist die Schwingungszahl des asymmetrischen Oszillators.

Die Gleichung (4) besagt also, daß die Energie auch hier in Quanten aufgenommen wird, welche proportional der jeweiligen Schwingungszahl sind. Nur ist letztere jetzt selbst Funktion der Energie.

Durch die Substitution

$$x = y - \frac{a}{3b}$$

bringt man die Wurzel im elliptischen Integral (5) auf die Weierstraßsche Normalform und erhält

$$\tau = \frac{2}{i}\sqrt{\frac{2m}{b}}\int_{e_2}^{e_1}\frac{dy}{\sqrt{S}} \qquad (6)$$

Hierin ist

$$S = 4y^3 - g_2 y - g_3$$

mit den Werten der Invarianten

$$g_2 = \frac{4}{3}\frac{a^2}{b^2}, \quad g_3 = \frac{4}{b}\left(E - \frac{2a^3}{27b^2}\right).$$

Die Diskriminante der Form S ist:

$$\Delta = g_2^3 - 27g_3^2 = \frac{432E^2}{b^2}\left(\frac{4a^3}{27b^2E} - 1\right).$$

In dem uns interessierenden Falle, wo die Energie so klein ist, daß ax^2 stets viel größer als bx^3 ist, wird

$$\frac{b^2E}{a^3} \ll 1$$

sein. Die Diskriminante Δ ist positiv und alle drei Wurzeln der Gleichung $S = 0$ reell. Im Integral (6) dient e_1, die größte dieser Wurzeln, als obere Grenze, e_2, die mittlere Wurzel, als untere Grenze. Die zu der Form S gehörende elliptische Funktion besitzt eine reelle Periode 2ω und eine rein imaginäre Periode $2\omega'$, für welche folgende Formeln gelten:

$$\omega = \int_{e_2}^{e_1}\frac{dy}{\sqrt{S}}, \quad \omega + \omega' = \int_{e_3}^{e_1}\frac{dy}{\sqrt{S}}.$$

Infolge dieser Formeln hat man für die Schwingungsdauer (6)

$$\tau = 2\sqrt{\frac{2m}{b}}\frac{\omega'}{i}. \qquad (7)$$

Die Halbperioden ω und ω' lassen sich durch die Invarianten g_2 und g_3 in Form hypergeometrischer Reihen ausdrücken[1]); setzt man nämlich

$$J = \frac{g_2^3}{\Delta},$$

so eignen sich für unseren Fall folgende Entwicklungen:

$$\sqrt[4]{g_2}\,\frac{\omega'}{i} = \frac{\pi}{\sqrt[4]{12}}F\left(\frac{1}{12}, \frac{5}{12}, 1, \frac{1}{J}\right),$$

$$\sqrt[4]{g_2}\,\omega = \frac{1}{\sqrt[4]{12}}\left\{F\left(\frac{1}{12}, \frac{5}{12}, 1, \frac{1}{J}\right)\log 24\sqrt{3J} + Q\right\},$$

wo F eine hypergeometrische Reihe bedeutet, und Q eine Potenzreihe, die nach $\frac{1}{J}$ fortschreitet und mit der ersten Potenz anfängt. Setzt man hier die Werte von g_2 und Δ ein und beachtet nur die niedrigsten Glieder in $\frac{b^2E}{a^3}$, so bekommt man:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\omega'}{i} &= \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{b}{a}}\left(1 + \frac{15}{16}\frac{Eb^2}{a^3} + \cdots\right)\\ \omega &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{b}{a}}\log\left(8\sqrt{\frac{a^3}{Eb^2}}\right)\left(1 + \frac{15}{16}\frac{Eb^2}{a^3} + \cdots\right)\end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Setzt man

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2a}{m}},$$

so hat man für die Abhängigkeit der durch (5) definierten Schwingungszahl von der Energie den Ausdruck:

$$\nu = \nu_0\left(1 - \frac{15}{16}\frac{Eb^2}{a^2} + \cdots\right). \qquad (9)$$

Die Schwingungszahl nimmt also mit zunehmender Energie oder steigender Temperatur ab, wobei die Abnahme in guter Näherung proportional der Energie ist.

Die Einführung des Wertes (8) für $\frac{\omega'}{i}$ in die Gleichung (4) liefert für die sukzessiven Werte E_z, die die Energie besitzen kann, die folgende Bestimmungsgleichung:

$$\frac{1}{\nu_0}E_z\left(1 + \frac{15}{32}\frac{E_zb^2}{a^3} + \cdots\right) = zh, \quad z = 0, 1, 2\cdots$$

Die Lösung dieser Gleichung lautet:

$$E_z = zh\nu_0\left(1 - \frac{15}{32}\frac{zh\nu_0b^2}{a^3} + \cdots\right), \quad z = 0, 1, 2\cdots \qquad (10)$$

Zur Berechnung des Mittelwertes x des Aus-

1) Vgl. z. B. Halphen, Traité des fonctions elliptiques, I, S. 344.

schlags einer Ladung haben wir als ersten Schritt den Mittelwert x_z auf einer der Energiekurven E_z in der oben erwähnten Weise als Mittelwert auf dem zwischen zwei benachbarten Energiekurven enthaltenen Ebenenstück zu bilden. D. h. wir haben zu berechnen:

$$x_z = \left[\frac{\frac{d}{dE}\int\int x\,dx\,dq}{\frac{d}{dE}\int\int dx\,dq}\right]_{E=E_z},$$

wo die Integration wieder über das Innere einer Energiekurve erstreckt wird. Führt man hier E wieder als Variable an Stelle von q ein, so wird:

$$x_z = \frac{\int_{x_1}^{x_2} \frac{x\,dx}{\sqrt{E_z - ax^2 - bx^3}}}{\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\sqrt{E_z - ax^2 - bx^3}}},$$

oder nach Substitution von y an Stelle von x:

$$x_z = \frac{\int_{e_2}^{e_1} \frac{y\,dy}{\sqrt{S}}}{\int_{e_2}^{e_1} \frac{dy}{\sqrt{S}}} - \frac{a}{3b}.$$

Setzt man nun

$$y = \mathfrak{p}u,$$

unter $\mathfrak{p}u$ die Weierstraßsche Funktion verstanden, und beachtet die Beziehung

$$\mathfrak{p}'^2 u = 4\mathfrak{p}^3 u - g_2 \mathfrak{p}u - g_3,$$

so hat man

$$x_z = \frac{\int_{\omega+\omega'}^{\omega} \mathfrak{p}u\,du}{\int_{\omega+\omega'}^{\omega} du} - \frac{a}{3b} = \frac{\zeta(\omega) - \zeta(\omega+\omega')}{\omega'} - \frac{a}{3b} = -\frac{\zeta(\omega')}{\omega'} - \frac{a}{3b} = -\frac{\eta'}{\omega'} - \frac{a}{3b}.$$

Es läßt sich das Produkt $\eta'\omega'$ als Quotient zweier Reihen darstellen, die in unserem Falle sehr rasch konvergieren. Setzt man

$$q = e^{-\frac{i\pi\omega}{\omega'}},$$

so gilt[1])

$$\eta'\omega' = \frac{\pi^2}{12} \cdot \frac{1 - 3^2 q^2 + 5^3 q^6 - \dots}{1 - 3q^2 + 5q^6 - \dots}.$$

1) Halphen, I, S. 266.

Mit den Werten (8) der Halbperioden hat man mit ausreichender Genauigkeit

$$q = e^{-\log\left(8\sqrt{\frac{a^3}{E_z b^2}}\right)} = \frac{1}{8}\sqrt{\frac{E_z b^2}{a^3}}$$

und somit

$$\eta'\omega' = \frac{\pi^2}{12} \cdot \frac{1 - \frac{27}{64}\frac{E_z b^2}{a^3}}{1 - \frac{3}{64}\frac{E_z b^2}{a^3}} = \frac{\pi^2}{12}\left(1 - \frac{3}{8}\frac{E_z b^2}{a^3}\right).$$

Es folgt hieraus

$$x_z = -\frac{\eta'\omega'}{\omega'^2} - \frac{a}{3b} = \frac{\pi^2}{12} \cdot \frac{1 - \frac{3}{8}\frac{E_z b^2}{a^3}}{1 + \frac{15}{8}\frac{E_z b^2}{a^3}} \cdot \frac{4}{\pi^2}\frac{a}{b} - \frac{a}{3b},$$

oder

$$x_z = -\frac{3}{4}\frac{E_z b}{a^2}. \qquad (11)$$

Die Wahrscheinlichkeit einer Energie E_z ist

$$C e^{-\frac{E_z}{kT}},$$

wo die Konstante C durch die Gleichung

$$1 = C\sum_{z=0}^{z=\infty} e^{-\frac{E_z}{kT}}$$

bestimmt wird. Es ergibt sich schließlich der Mittelwert x in der Form:

$$x = \frac{\sum_{z=0}^{z=\infty} x_z e^{-\frac{E_z}{kT}}}{\sum_{z=0}^{z=\infty} e^{-\frac{E_z}{kT}}}. \qquad (12)$$

Begnügt man sich mit der ersten Näherung, so kann

$$E_z = h\nu_0 z$$

gesetzt werden, und es ergibt sich schließlich

$$x = -\frac{3b}{4a^2} \cdot \frac{h\nu_0}{e^{\frac{h\nu_0}{kT}} - 1}. \qquad (13)$$

Multipliziert man diesen mittleren Ausschlag mit der Ladung e und der Anzahl Ladungen N pro Volumeinheit, so bekommt man für das pyroelektrische Moment

$$P = -\frac{3beN}{4a^2} \cdot \frac{h\nu_0}{e^{\frac{h\nu_0}{kT}} - 1}.$$

Gemessen wird aber nicht dieses Moment selbst, sondern dessen Änderung mit der Temperatur, d. h. die Größe

$$\frac{dP}{dT} = -\frac{3beNk}{4a^2} \cdot \frac{\frac{h^2\nu_0^2}{k^2T^2} e^{\frac{h\nu_0}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\nu_0}{kT}} - 1\right)^2}. \qquad (14)$$

In der folgenden Tabelle wird eine Messungsreihe von Herrn Ackermann[1]) an rotem Turmalin mit der Formel (14) verglichen. Es wird in dieser Formel

$$\nu_0 = 1{,}10 \cdot 10^{13} \quad \text{und} \quad \frac{3beNk}{4a^2} = 1{,}66$$

gesetzt. Die gewählte Schwingungszahl entspricht einer elektromagnetischen Wellenlänge $\lambda = 28\ \mu$, d. h. fällt in denselben Spektralbereich, in welchem die für die spezifischen Wärmen maßgebenden Schwingungen liegen.

Absol. Temperatur	$\frac{dP}{dT}$ beob.	$\frac{dP}{dT}$ berechn.
88	0,30	0,17
198	0,98	0,98
253	1,22	1,19
274	1,27	1,25
293	1,31	1,29
352	1,40	1,40
372	1,42	1,42
408	1,46	1,46
488	1,55	1,52
578	1,72	1,56
648	1,94	1,90

Abgesehen von der allertiefsten Temperatur ist die Übereinstimmung sehr gut bis zu absoluten Temperaturen von etwa 500°. Von hier an sind die experimentellen Werte bedeutend höher als die nach (14) berechneten. Hier liegt auch eine Analogie mit dem Verhalten der spezifischen Wärmen vor. Bei hohen Temperaturen übersteigen nämlich die Atomwärmen den theoretischen Wert 5,96 nicht unbeträchtlich[2]). Dies deutet darauf, daß von einer bestimmten Temperatur an die Auffassung der Atome als Massenpunkte nicht mehr erlaubt ist, sondern daß auch andere, intraatomistische Freiheitsgrade anfangen, eine Rolle zu spielen.

Durch Annahme einer zweiten Art Ladungen von viel höherer Schwingungszahl kann die Formel (14) durch ein zweites Glied ergänzt werden, womit ein vollkommener Anschluß an die Erfahrung erreicht werden kann. Allein die Festlegung dieser höheren Frequenz durch das Beobachtungsmaterial von Herrn Ackermann wird noch keine recht genaue sein.

Es muß weiter die Frage erörtert werden, inwiefern ein direkter Vergleich der Beobachtungsresultate mit der Formel (14), wie wir ihn vorgenommen haben, auch prinzipiell richtig ist. Die phänomenologische Theorie unterscheidet nämlich streng die „wahre" Pyroelektrizität, welche eine direkte Folge einer Temperaturveränderung ist, von der „falschen", welche nur indirekt von der Temperatur abhängt, indem sie eine Folge der Deformation, d. h. der Ausdehnung des Kristalls mit steigender Temperatur ist[1]).

Von dem molekulartheoretischen Standpunkte aus wird dieser Unterschied bis zu einem gewissen Grade verwischt. Unsere Theorie ist auf beide Arten Pyroelektrizität anwendbar. Es kann nämlich entweder so sein, daß die mittleren Lagen unserer Ladungen infolge der Wärmebewegung sich relativ zum Raumgitter verschieben, ohne daß dadurch die Gitterkonstante, d. h. die Abmessungen des Kristalls, wesentlich verändert werden (wahre Pyroelektrizität). Oder aber können die Ladungen an die Bausteine des Raumgitters selbst starr gebunden sein. Dann mißt die Größe x zugleich auch die Wärmeausdehnung des Kristalls, und die von uns ausgerechnete Pyroelektrizität wird als „falsche" zu bezeichnen sein.

Daß der Wärmeausdehnung ein ähnlicher Mechanismus zugrunde liegt wie der hier beschriebene, ist von Debye[2]) erkannt worden. Er zeigte, daß auf diese Weise die von Grüneisen entdeckte Proportionalität zwischen den Ausdehnungskoeffizienten und der spezifischen Wärme verständlich wird. Unsere Formel (13) bringt ja gerade diese Proportionalität zum Ausdruck, falls man in x ein Maß für die Ausdehnung des Körpers sieht und unter ν_0 diejenige Schwingungszahl versteht, welche für den Energieinhalt des Körpers maßgebend ist.

1) Die Messungen von Herrn Ackermann, die im Göttinger Institut von Professor Voigt ausgeführt sind, sind noch nicht veröffentlicht. Herr Ackermann erlaubte mir in liebenswürdiger Weise die hier angeführte Zahlenreihe schon jetzt zu publizieren. — Weniger genaue Messungen von Kammerlingh-Onnes und Mrs. A. Beckmann ließen auf eine Proportionalität von $\frac{dP}{dT}$ mit der absoluten Temperatur schließen. (Communications from the physical laboratory of Leiden, 1913.)

2) Corbino, diese Zeitschr. 13, 375, 1912; 14, 915, 1913.

1) W. Voigt, Kristallphysik, S. 234.

2) Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität von M. Planck, P. Debye, W. Nernst, M. v. Smoluchowski, A. Sommerfeld, H. A. Lorentz u. a., Leipzig, Teubner 1914.

(Eingegangen 4. Mai 1914.)

Die durch Ultra-Schumann-Wellen erregte Fluoreszenz von Gasen.
(The Fluorescence of Gases excited by Ultra-Schumann-Waves.)

Von R. W. Wood und G. A. Hemsalech.

(Mit Tafel V und VI.)

Vor einer Anzahl von Jahren hat der eine von uns eine Untersuchung angestellt[1]), um eine

1) R. W. Wood, A new Radiant Emission from the

etwaige durch Wellen im Gebiete der Schumannstrahlen erregte ultraviolette Fluoreszenz nachzuweisen.

Durch eine Aluminiumplatte wurde ein kleines Loch gebohrt, und Kondensatorfunken entluden sich an der durchbohrten Stelle gegen die Unterseite der Platte. Wenn das Gebiet oberhalb der Platte mit einer Quarzlinse in einem dunklen Zimmer photographiert wurde, ergab sich, daß die Luft oberhalb des Loches ultraviolettes Licht aussandte, das durch irgendwelche von dem Funken herrührende Strahlungen erregt wurde. Die Leuchterscheinung hatte die Gestalt eines schmalen senkrechten Strahles, und ihr Spektrum, das mit einem kleinen Quarzspektrographen photographiert wurde, zeigte die sogenannte „Wasserbande" der Knallgasflamme und die ultravioletten Stickstoffbanden. Es stellte sich heraus, daß die Intensität der Strahlung in einer Atmosphäre von Stickstoff viel größer und in einer solchen von Sauerstoff viel geringer war. Eine dünne Flußspatplatte (1 mm dick), die über das Loch gelegt wurde, löschte die Erscheinung des leuchtenden Strahles vollkommen aus; daraus wurde der Schluß gezogen, daß die Erregung nicht von den Schumann-Wellen herrührte. Es wurde vermutet, daß entweder seitens des Funkens leuchtende Moleküle ausgeschleudert würden, oder daß irgendeine korpuskulare Strahlungsart für die Erregung verantwortlich wäre. Das Spektrum des Strahles war unabhängig von der Natur der Metallplatte oder der unteren Elektrode, und es erschien in ihm keine Spur der Funkenlinien, wenn das Gas staubfrei war. Es stellte sich als notwendig heraus, große Sorgfalt anzuwenden, um die Bildung von Staubteilchen oder Kernen zu vermeiden, welche das Licht des Funkens zerstreuen und das Spektrum des Strahles verändern. Der Funken gibt Metallstaub ab, und das ultraviolette Licht läßt in manchen Gasen eine Wolke auftreten, so daß beim Arbeiten in geschlossenen Kammern eine fortwährende Zufuhr von frischem reinem Gase erforderlich ist.

Im Winter 1910 haben die Verfasser der vorliegenden Arbeit eine Untersuchung über diesen Gegenstand begonnen, sind aber zu keinen ganz sicheren Schlüssen gekommen, obwohl sie einige neue und interessante Erscheinungen entdeckt haben. So ergab sich beispielsweise, daß, wenn ein schmaler Strom von Luft oder trocknem Dampf durch den Lichtstrahl geblasen wurde, die Leuchterscheinung an der von dem Strom der bewegten Luft (bzw. des bewegten Dampfes) durchquerten Stelle verschwand, aber sowohl oberhalb als unterhalb des bewegten Gasstromes ihre volle Helligkeit beibehielt. Ferner wurde ganz zweifellos festgestellt, daß das leuchtende Material nicht aus dem Funken stammte; wenn nämlich ein Strom von CO_2 oder von Wasserstoff oder von Kohlenoxyd quer durch den Strahl gerichtet wurde, emittierte der bewegte Gasstrom an der Stelle, wo er den Strahl kreuzte, ultraviolettes Licht, und zwar war das Spektrum des emittierten Lichtes von Fall zu Fall verschieden. Es wurde weiter bewiesen, daß ein Magnetfeld keine Ablenkung hervorbrachte.

Diese Ergebnisse sind damals nicht veröffentlicht worden, obschon sie in einer Antwort angedeutet worden sind, die der eine von uns[1]) auf eine Kritik von Steubing[2]) gab. Steubing behauptete nämlich, nachgewiesen zu haben, daß der Strahl weiter nichts wäre als durch Staub zerstreutes Licht. Seine Versuche sind in anscheinend eiliger Weise mangelhaft ausgeführt worden, und er folgerte aus ihnen, daß der Strahl, da man die „Wasserbande" im Spektrum mancher Funken finden kann, aus dem Funken kommen müsse, d. h. daß er einfach die durch das Loch hindurch projizierte Aureole des Funkens sei.

Steubings Gegenkritik wurde damals durchaus angemessen beantwortet. Die meisten Ergebnisse, die er erhalten hat, beruhten zweifellos auf Staubteilchen, die hätten beseitigt werden müssen.

Die diese Arbeit erläuternden Photogramme des Strahles in verschiedenen Gasen sind mit einer Quarzlinse durch ein Quarzprisma hindurch aufgenommen worden und zeigen, daß das Spektrum je nach dem angewandten Gase verschieden ist. Der Funke ging immer in Luft in einer geschlossenen Kammer über, und das Eindringen anderer Gase wurde dadurch verhindert, daß in der Funkenkammer ein Überdruck aufrecht erhalten wurde.

Wir haben im vergangenen Herbst den Gegenstand wieder aufgenommen, und obgleich wir mehr als zweihundert Photogramme gemacht haben, glauben wir doch, nicht viel mehr geleistet zu haben, als daß wir die Bedingungen bestimmt haben, unter denen die Arbeiten in Zukunft vorgenommen werden müssen. Wir haben indessen viele äußerst merkwürdige Erscheinungen entdeckt, von denen einige noch völlig unerklärlich sind, die man aber mit absoluter Sicherheit immer und immer wieder erhalten kann. Höchst bemerkenswert sind die

Spark. Phil. Mag. (6) **20**, 707, 1910. — Eine neue strahlende Emission seitens des Funkens. Diese Zeitschr. **11**, 823, 1910.

1) R. W. Wood, diese Zeitschr. **13**, 32, 1912.
2) Diese Zeitschr. **12**, 626, 1911.

Ergebnisse, die man mit bewegten und mit ruhenden Gasen erhält; einige Gase zeigen nämlich eine weit glänzendere Fluoreszenz, wenn sie sich quer durch den von dem Funken ausgehenden Strahl bewegen, während andere kräftiger auf die Erregung ansprechen, wenn sie ganz still stehen, aber kein Leuchten aufweisen, wenn sie in Bewegung sind.

Die bei der vorliegenden Arbeit benutzte Apparatur ist in Fig. 1 veranschaulicht.

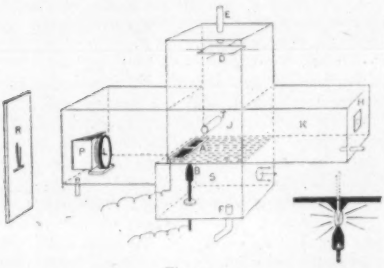


Fig. 1.

Sie besteht aus einem Kasten aus hartem Holz von der Gestalt eines Kreuzes; der Kasten ist auf der Innenseite schwarz gestrichen und mit Kitt sehr nahezu luftdicht gemacht. Das untere Abteil S, das wir als die Funkenkammer bezeichnen wollen, stand mit dem übrigen Teil des Kastens nur durch den engen Spalt bei A in Verbindung. Dieser Spalt wurde von zwei ungefähr 3 mm dicken Kupferbacken gebildet, die, wie die Spaltbacken eines Spektroskops, in einem Messingrahmen hin und her bewegt werden konnten. Die Backen wurden in der Form hergestellt, die (im Schnitt) durch die kleine Nebenfigur zu Fig. 1 dargestellt ist; diese Form war nämlich besonders geeignet, zu gewährleisten, daß die Funken unmittelbar unter dem Spalt auftrafen. Wenn man flache Platten verwendet, wandert der Funken umher und dann sind weit längere Expositionsdauern erforderlich. Der Messingrahmen und die Kupferbacken bildeten die eine Elektrode; die andere, B, bestand aus einem keilförmigen Kupferstück, das in der angedeuteten Weise angebracht war. Die Strahlen des Funkens kommen durch den engen Schlitz zwischen den Backen nach oben und werden von den schwarzen Wänden des oberen Teiles des Kastens absorbiert. Die übrigen Abteilungen des Kastens standen frei miteinander in Verbindung; die links gelegene enthielt die achromatische Quarz-Flußspatlinse L und das Quarzprisma P von 30° brechendem Winkel, das auf ein kreisrundes Loch in der Wand des Kastens aufgekittet war. Dieses optische System lieferte von jeder Leuchterscheinung, die oberhalb des Spaltes, durch den die Funkenstrahlen hindurchgingen, in der Luft oder in einem anderen Gase erzeugt wurde, ein spektral zerlegtes Bild R auf der photographischen Platte. Die Abteilung K lieferte einen absolut schwarzen Hintergrund, gegen den der Lichtstrahl photographiert wurde. Bei der Untersuchung der Wirkung bewegter Gasströme auf den Strahl wurde der Strom seitens des Rohres T gegen den Strahl gerichtet. Die Strahlkammer J wurde durch das Rohr E mit dem gewünschten Gase gefüllt, wobei ein Schild D das gründliche Auswaschen der oberen Abteilung sicherte. Die Funkenkammer wurde durch das Rohr F gefüllt. Beide Kammern waren mit einem Wassermanometer verbunden, so daß der Druck in jeder von ihnen gemessen werden konnte. Ein kleines Fenster bei H gestattete, das Innere zu beobachten, um das Vorhandensein oder Nichtvorhandensein einer sichtbaren Wolke festzustellen.

Selbstverständlich ist die Anordnung der photographischen Platte in Fig. 1 nur schematisch angegeben; zur Aufnahme der Strahlen war nämlich eine Kamera von geringer Ausdehnung angeordnet, deren Vorderwand entfernt worden war und deren Balg am Ende des hölzernen Kastens befestigt war. Die Funkenentladung war sehr kräftig; sie wurde von einem Resonanzumformer von Hemsalech-Tissot mit einem Kondensator von 0,05 Mikrofarad Kapazität geliefert. Für gewöhnlich hielten wir die Funkenkammer an einer Seite offen und ventilierten sie mit einem Luftstrom; dadurch wurde eine Überhitzung der Elektroden verhindert. Die Scheidewand zwischen den beiden Kammern war aus Messing gefertigt, wodurch die Wärme von den Spaltbacken abgeleitet wurde.

Für zukünftige Arbeiten empfehlen wir einen metallenen Kasten von derselben Gestalt wie der, den wir benutzt haben; die Kammern K und D sind wesentlich, denn es ist notwendig, das Licht des Funkens von dem Hintergrunde fern zu halten, auf dem man den Strahl photographiert. Die Stellung der Linse L muß so gewählt werden, daß das Spektrum des von den Spaltbacken ausgehenden Lichtes in einem dunklen Zimmer gerade eben noch mit einem Okular zu sehen ist.

An den Enden des Kastens waren kleine Röhren eingeführt, um das Ausspülen der Gase zu erleichtern.

Die Funkenkammer war außerdem mit einem großen Loch versehen, durch das die Luft austreten konnte, wenn Versuche mit dem Funken

in Luft gemacht wurden. Auf diese Weise wurde die Bildung einer Wolke von Metallstaub vermieden.

Es ist sehr wichtig, daß man sich bei jedem einzelnen Versuch darüber vergewissert, daß die „Strahlkammer" frei von Staub oder Rauch ist, der das ganze Licht des Funkens zerstreut. In manchen anfänglich reinen Gasen bildet sich unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes schnell eine Wolke, und diese muß beständig durch eine frische Gaszufuhr hinweggefegt werden. Es ergab sich, daß die schwächste für das Auge sichtbare Wolke eine Exposition von mindestens dreiviertel Stunden erforderte, um sich auf die photographische Platte aufzuzeichnen; da nun die meisten unserer Expositionen eine Dauer von nur zwanzig Minuten hatten, konnten wir uns in jedem Falle davon überzeugen, daß zerstreutes Licht bei unseren Ergebnissen keine Rolle spielte.

Vor die zur Aufnahme der Photogramme dienende achromatische Quarz-Flußspatlinse wurde ein Quarzprisma mit einem brechenden Winkel von 30° gesetzt. Dieses Prisma breitet das Bild des kleinen Lichtpunktes, der durch die Beleuchtung der Wände der engen Öffnung entsteht, durch welche die Funkenstrahlen hindurchgehen, zu dem kurzen horizontalen Spektrum aus, das am unteren Ende jedes der Photogramme auf Tafel V/VI erscheint. Die von dem Funken kommenden Strahlen gehen in Gestalt eines dünnen Blattes aufwärts und machen das Gas fluoreszent, und die monochromatischen Bilder des leuchtenden Gasblattes werden durch das Prisma voneinander getrennt und erscheinen auf der Platte als vertikale Lichtstreifen.

Ähnliche Streifen erscheinen natürlich, wenn die Luft oder das Gas in der Strahlkammer mit Staub oder Rauch beladen ist, aber in diesem Falle liegen sie in den Spektralgebieten, in welche die stärksten Gruppen der Funkenlinien fallen.

In den Photogrammen, die auf Tafel V/VI wiedergegeben sind, liegt das violette Spektralgebiet rechts, das ultraviolette links; ein kleiner schwarzer Punkt bezeichnet die Lage der sogenannten Wasserbande bei der Wellenlänge 3064 Å.-E. Fig. 2 wurde mit Sauerstoff in der Strahlkammer aufgenommen und die Streifen rühren einzig und allein von Licht vom Funken her, das von der Wolke kleiner Teilchen zerstreut worden ist, die sich in diesem Gase fast sofort bildet. Das Vorhandensein zerstreuten (d. h. durch Staub diffus gemachten) Lichtes kann man immer an einem sehr intensiven Streifen oberhalb des violetten Spektralgebietes (in Fig. 2 durch *V* bezeichnet) erkennen. Wie man beobachten wird, fehlt dieser Streifen in allen übrigen Photogrammen. Fig. 3 (Tafel V) wurde mit CO_2 in der Strahlkammer aufgenommen. Hier haben wir einen einzigen Streifen, der praktisch mit dem linken Streifen in Fig. 2 zusammenfällt, der von der Zerstreuung der starken Kupferlinien 3292 Å.-E. und 3247 Å.-E. herrührt. Eine stärkere Dispersion würde zeigen, daß dieser Streifen doppelt ist und die Kupferlinien mitten zwischen die beiden Banden fallen. Wir werden weiter unten auf das mit einem Quarzspektrographen aufgenommene Spektrum des Strahles in CO_2 eingehen.

Fig. 4 zeigt den Strahl in Stickstoff; die Funkenkammer wurde während der Exposition von Sauerstoff durchflutet. Der Stickstoff wurde aus einer Bombe mit komprimiertem Gas gewonnen und enthielt etwas Sauerstoff. Der stärkste Streifen, unmittelbar über dem schwarzen Punkt, ist die sogenannte Wasserbande, während die drei Banden rechts (deren Lagen durch vertikale Linien bezeichnet sind) die Stickstoffbanden sind. Dieses Photogramm lehrt uns, daß das Gas, in dem der Funken übergeht, praktisch ohne Einfluß auf die Intensität oder das Spektrum der Fluoreszenz des Gases in der Strahlkammer ist. Sehr merkwürdig ist der Strahl, den die — gleichfalls mit Stickstoff aufgenommene — Fig. 5 zeigt. In diesem Falle scheint der starke Streifen rechts mit der dritten Stickstoffbande (größte Wellenlänge) der Fig. 4 zusammenzufallen, die in Fig. 4 sehr schwach ist. Tatsächlich ist es zweifelhaft, ob die Stickstoffbanden der Fig. 4 in der Reproduktion zu sehen sein werden. Weshalb dieser Streifen solch große Intensität hat, vermögen wir nicht zu sagen. Der vorangegangene Versuch war indessen mit Leuchtgas angestellt worden, und wir sind geneigt, diesen Streifen irgendeiner in der Strahlkammer oder im Gummischlauch zurückgebliebenen Verunreinigung zuzuschreiben. In solchen Fällen, wo die Strahlkammer mit Leuchtgas gefüllt war, erschien jedoch keine Spur des Streifens, wie aus Fig. 6 (Tafel VI) hervorgeht, in der wir zwei Streifen, einen rechts und einen links von der Stelle sehen, welche die Wasserbande einnimmt.

Mit einem durch die Strahlkammer fließenden Wasserstoffstrom (Fig. 7, Tafel VI) erhalten wir einen Streifen an derselben Stelle wie der CO_2-Streifen. Der Wasserstoff und die Kohlensäure wurden beide aus Bomben entnommen, und es ist sehr wohl möglich, daß irgendwelche Verunreinigung, etwa ein flüchtiger Bestandteil des zum Schmieren der Kompressionspumpen verwendeten Öles, in jeder der beiden Bomben vorhanden gewesen ist.

Es wird nicht möglich sein, irgendwie posi-

tive Aussagen zu machen, solange die Versuche nicht mit reinen Gasen wiederholt worden sind.

Fig. 8 zeigt den Wasserbanden-Streifen, der bei einer Exposition von fünf Minuten erhalten wurde, während die Strahlkammer mit Stickstoff gefüllt war. Als die Kammer mit Luft gefüllt war und fünfundzwanzig Minuten lang exponiert wurde (Fig. 9), fanden wir den Streifen weniger intensiv. Möglicherweise ist die Anwesenheit von Sauerstoff in dem Stickstoff die Ursache für die Wasserbande; aber wenn viel Sauerstoff vorhanden ist (wie in der Luft), wird die Bande gewaltig geschwächt. Strutt hat gefunden, daß das „Nachleuchten" des Stickstoffs verschwindet, wenn Sauerstoff zugegen ist, und die durch ultraviolettes Licht erregte Fluoreszenz des Jods wird ebenfalls durch Sauerstoff vernichtet.

Fluoreszenz bewegter und ruhender Gase.

Bei unseren vor drei Jahren angestellten Untersuchungen hatten wir einen Versuch gemacht, den Strahl durch einen Luftstrom nach einer Seite zu blasen; wir waren nämlich damals der Meinung, daß die Lichterscheinung von leuchtenden Korpuskeln herrühren könnte, die von dem Funken ausgeschleudert oder in den durch die explosiven Entladungen ausgestoßenen Gasströmen nach oben getragen würden.

Es stellte sich indessen heraus, daß der Luftstrom den Strahl einfach unterbrach und die Leuchterscheinung über dem bewegten Luftstrom sichtbar blieb. Diesen Effekt zeigt das in Fig. 10 (Tafel VI) wiedergegebene Photogramm, das mit stärkerer Dispersion aufgenommen worden ist als die bisher genannten Figuren. Der Streifen, der, wie man deutlich sieht, durch den Luftstrom in zwei Teile zerschnitten wird, ist der Streifen der sogenannten „Wasserbande" und die schwächeren Stickstoffbanden zeigen sich nicht. Die Stellung des Rohres, das den Luftstrom lieferte, ist angedeutet. Da wir nunmehr ganz sicher sind, daß wir es mit einer durch Ultra-Schumann-Wellen hervorgerufenen Fluoreszenz zu tun haben, ist es überflüssig, diese Erscheinung vom korpuskularen Standpunkt aus zu erörtern. Die Luft in dem bewegten Gasstrom war dieselbe wie die Luft in der Strahlkammer, und der Versuch stellt die Tatsache fest, daß die Luft nur dann fluoresziert, wenn sie in Ruhe ist. Mit anderen Worten: es scheint, als müßten auf eine gegebene Luftmasse die von einer Anzahl aufeinanderfolgender Funken ausgehenden Strahlungen einwirken, damit diese Luftmasse ihre volle Leuchtkraft erhält. Das scheint indessen nur für die Wasserbanden zu gelten. Für die Stickstoffbanden gilt das Gegenteil: sie sind heller, wenn das Gas in Bewegung ist.

Wenn man einen Stickstoffstrom quer durch den Funkenstrahl richtet, wird der Streifen der Wasserbande unterbrochen, und es erscheint ein starker, leuchtender Fleck nach der einen Seite hin verschoben (siehe Fig. 11 auf Tafel V). Die Richtung der Verschiebung ist von der Richtung des bewegten Gasstromes unabhängig, d. h. die Verschiebung wird durch das Prisma hervorgerufen, wie eine Vergleichung der Fig. 11 und 12 lehrt. Die Strahlkammer war mit demselben Gas gefüllt, das in einem Strome quer durch den Strahl floß; trotzdem zeigt sich unter und über dem bewegten Gasstrom nur die Wasserbande. In Fig. 13 floß der Stickstoff mit viel größerer Geschwindigkeit aus dem Rohr und die Leuchtkraft ist sehr viel geringer; d. h. wir fangen an, den Effekt zu erhalten, den der Streifen der Wasserbande bei geringeren Geschwindigkeiten zeigt. Der Stickstoff in der Strahlkammer wurde offenbar durch den mit großer Geschwindigkeit fließenden Strom in heftige Bewegung versetzt, und die verschobenen Stickstoffbanden sind als vollständige Streifen sichtbar, statt, wie in den Fig. 11 und 12, in dem bewegten Strom lokalisiert zu sein. Nach diesem versuchten wir, einen starken Stickstoffstrom aus einem in den Deckel der Strahlkammer eingelassenen Rohr von oben gegen den Strahl zu blasen. Die Wirkung ist aus Fig. 14 zu ersehen. Der Streifen der Wasserbande ist stark geschwächt, und die Stickstoffstreifen laufen noch weiter nach oben und sind am oberen Ende des Bildes, wo der Stickstoff in schneller Bewegung begriffen ist, beinahe so intensiv wie am unteren Ende, wo die Bewegung weniger heftig ist.

In allen Fällen fanden wir, daß die zur Aufzeichnung der Fluoreszenzbanden des Stickstoffs erforderliche Expositionszeit dadurch bedeutend vermindert werden konnte, daß wir das Gas in Bewegung erhielten. Es sieht ganz so aus, als wäre ein Ermüdungseffekt vorhanden, indem von den Funkenstrahlungen eine blitzartige Wirkung ausginge, auf die ein Unvermögen, auf die von den darauffolgenden Funken ausgehenden Strahlungen anzusprechen, folgte. Man wird sich entsinnen, daß sich für die „Wasserbanden" genau der entgegengesetzte Effekt ergeben hatte, denn diese verschwinden vollständig, wenn sich das Gas in schneller Bewegung befindet.

Wir haben viele Versuche angestellt, um den Ursprung der Wasserbanden zu bestimmen. Sie erschienen in unserm Stickstoffgas viel stärker als in Luft, aber man darf nicht vergessen, daß unser Stickstoff Sauerstoff enthielt.

Wenn wir jedoch dem Stickstoff mehr Sauerstoff zusetzten, fanden wir, daß die Wasserbanden an Intensität abnahmen. Wenn die Strahlkammer mit Sauerstoff gefüllt war, war der Streifen der Wasserbande überaus schwach, vielleicht $^1/_{20}$ so intensiv wie beim Stickstoff, und es waren keine anderen Streifen zu sehen. Ein Leuchtgasstrom zeitigte die in Fig. 15 dargestellte Doppelbande.

Wenn man einen Sauerstoffstrom quer gegen den Strahl richtet und die Strahlkammer beiderseits offen und mit Luft gefüllt ist, so verschwindet der Teil des Streifens der Wasserbande, der von dem Sauerstoffstrom durchquert wird, während an derselben Stelle wie die Stickstoffbande eine verschobene Bande, nur viel schwächer, erscheint (siehe Fig. 16, Tafel V). Wir könnten diese auf eine Verunreinigung in dem Sauerstoff zurückführen, die dadurch entstanden wäre, daß wir das Gas in Bewegung hielten, wir dürfen aber nicht vergessen, daß ein bewegter Luftstrom keine Spur irgendeiner verschobenen Bande liefert. Es ist durchaus wahrscheinlich, daß für viele der scheinbar unerklärlichen Vorgänge, die wir bei dieser vorläufigen Untersuchung gefunden haben, Verunreinigungen verantwortlich sind, die in den Gasen vorhanden waren oder aus den Gummischläuchen stammen, durch welche diese Gase hindurchgegangen sind.

Es scheint ziemlich sicher festzustehen, daß der Sauerstoff das Bestreben hat, die Fluoreszenz solcher Gase zu vermindern, denen er beigemischt wird. Hieraus erklärt sich die außerordentlich schwache Energie des Wasserbandenstreifens im Sauerstoff. Die Sauerstoffmoleküle zerstören sozusagen ihre eigene Fluoreszenz, und die Erscheinung ist jener analog, die der eine von uns[1]) beim Jod beobachtet hat.

Eine Untersuchung über die Fluoreszenz des Joddampfes unter dem Einfluß der Funkenstrahlen ist von einem von uns in Angriff genommen worden und soll in einer späteren Arbeit veröffentlicht werden.

Schickten wir das Jod in einem Strom von warmem Stickstoff quer durch den Funkenstrahl, so fluoreszierte es in blaugrünem Licht; als wir hingegen einen warmen Luftstrom benutzten, war keine Spur irgendeiner Fluoreszenz vorhanden. Als wir eine dünne Quarzplatte über den Spalt legten, war die Fluoreszenz ein paar Sekunden lang sichtbar und klang dann rasch ab. Wenn hingegen die Quarzplatte ein wenig verschoben wurde, erschien die Fluoreszenz von neuem. Es zeigte sich, daß die Undurchsichtigkeit des Quarzes durch eine fast unmerkliche Haut hervorgerufen wird, die sich durch den Funken auf ihr niederschlägt.

Wir hatten viele Versuche mit dünnen Quarz- und Flußspatplatten gemacht, doch war es uns nicht gelungen, irgendwelche Spur des Wasserbandenstreifens zu finden, obgleich wir schwache Andeutungen der Leuchtgasstreifen und vielleicht auch der CO_2-Streifen erhielten.

Die mit Jod angestellten Beobachtungen haben neues Licht auf den Gegenstand geworfen und machen eine Wiederholung der Versuche unter solchen Bedingungen notwendig, welche die Bildung des undurchlässigen Niederschlages ausschließen. Das haben wir durch Hin- und Herbewegen der Quarzplatte während der Exposition erreicht. Unter Beobachtung dieser Vorsichtsmaßregel erhielten wir den Stickstoffstreifen unter Anwendung einer Exposition von nur 5 Minuten. Seine Intensität war gleich jener, die man ohne die Quarzplatte bei einer Expositionsdauer mit einer Exposition von einer Minute erhält. Wir fanden jedoch keine Spur des Streifens der Wasserbande.

Nunmehr versuchten wir eine 1 mm dicke Flußspatplatte und erhielten ein schwaches, aber unverkennbares Bild der Wasserbande bei einer Exposition von fünfzehn Minuten. Ohne die Flußspatplatte erschien bei einer Exposition von einer Minute ein stärkeres Bild des Streifens. Eine rohe Schätzung ergibt, daß die Flußspatplatte die Intensität der für die Erregung der Wasserbande verantwortlichen Strahlungen auf etwa 20 v. H. ihres ursprünglichen Wertes herabsetzt. Infolge dieses Umstandes erscheint es äußerst wahrscheinlich, daß wir es mit ultravioletten Strahlen zu tun haben, die viel kürzer sind als die Schumannwellen, die leicht durch Flußspatlinsen und -prismen hindurchgehen. Die Strahlungen, welche die Stickstoffbanden erregen, scheinen nach dem Durchgang durch eine 1 mm dicke Glasplatte auf ungefähr 20 v. H. ihrer ursprünglichen Intensität verringert zu werden. Mit den Platten sind sehr wenige Versuche angestellt worden, und der Apparat war für diese Untersuchung nicht geeignet, weil es notwendig ist, die Platten in Bewegung zu erhalten, oder sie alle zehn bis fünfzehn Sekunden zu reinigen. Mit einem passend gebauten Apparate wird man wahrscheinlich viel zuverlässigere Daten erhalten können. Es wird auch möglich sein, mit Gasen bei niedrigem Druck zu arbeiten; in diesem Falle wird dann die Fluoreszenz wahrscheinlich sehr viel heller sein, nach dem Verhalten des Jods zu urteilen, das unter dem Einflusse der Erregung seitens

1) R. W. Wood and W. P. Speas, A Photometric Study of the Fluorescence of Iodine Vapour. Phil. Mag. (6) **27**, 531, 1914. — Eine photometrische Untersuchung der Fluoreszenz des Joddampfes. Diese Zeitschr. **15**, 317, 1914.

sichtbaren Lichtes zu fluoreszieren aufhört, wenn es sich unter einem Druck von nur wenigen Millimetern befindet, während seine größte Leuchtkraft dann auftritt, wenn es unter einem Drucke von etwa 0,2 mm steht.

Wir machten eine Reihe von Photogrammen des Strahles mit einem Quarzspektrographen mittlerer Größe; dazu war eine Exposition von mehreren Stunden erforderlich. Fig. 17 (Tafel VI) zeigt das Spektrum des Strahles in Stickstoff, während ein Stickstoffstrom quer zum Spalt geschickt wurde. Die Intensitätsabnahme der Wasserbande dort, wo sie von dem Stickstoffstrom gekreuzt wird, ist sehr stark ausgeprägt. Die Linie links von der Wasserbande ist der Kopf der Stickstoffbande bei der Wellenlänge 3159 A.-E. Sie fällt in den minder brechbaren und schwächeren Teil der Wasserbande hinein (wegen der vollständigen Wasserbande siehe Fig. 18), und dann kommen die beiden starken Kupferlinien 3292 A.-E. und 3247 A.-E. (im kontinuierlichen Spektrum des von den Spaltbacken reflektierten Lichtes), darauf die Stickstoffbande 3369 A.-E. (*A*) und die Banden 3527 A.-E. bis 3576 A.-E. (*B*), 3755 A.-E. bis 3802 A.-E. (*C*) und 3914 A.-E. (*D*).

Fig. 19 wurde mit einem den Strahl kreuzenden Wasserstoffstrom aufgenommen. Es erscheint eine schwache kontinuierliche Bande über den starken Kupferlinien. (Diese ihrerseits erscheinen wahrscheinlich infolge der Bildung einer geringen Spur eines Nebels oder einer Wolke, wie sie zuweilen auftritt, wenn man einen sehr langsamen Gasstrom verwendet.) Die Wasserbande ist in diesem Photogramm sehr gut zu sehen und kann oberhalb des Gebietes wahrgenommen werden, wo sie durch den Wasserstoffstrom unterbrochen wird. Bei der Ausführung dieses Versuches waren die Seitenwände des Kastens geöffnet und der Wasserstoff konnte entweichen, ohne die Strahlkammer anzufüllen.

Fig. 20 zeigt das Spektrum, das wir erhielten, als ein CO_2-Strom gegen den Strahl geblasen wurde. Es scheint mit dem für Wasserstoff gefundenen Spektrum identisch zu sein, soweit die Lage in Frage kommt, aber auf Platten, die vor drei Jahren aufgenommen worden sind, war die Intensitätsverteilung in den beiden Banden eine ganz andere.

(Nach Korrekturbogen von Phil. Mag. aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. April 1914.)

Die Anwendung des nichtkondensierten Funkens für Metallspektren als neue Methode zur Erzeugung von „Flammenspektren".

Von A. Harnack.

(Mit Tafel VII.)

§ 1. Einleitendes.

Die charakteristischen Unterschiede zwischen Flammen-, Bogen- und Funkenspektren sind schon früh durch gelegentliche Beobachtungen und Spezialuntersuchungen bekannt geworden. Während das Flammenspektrum in der Regel neben gut ausgebildeten Banden nur vereinzelte Linien aufweist, treten im Bogenspektrum weit mehr Linien auf. Das Funkenspektrum endlich entfernt sich in seinem Charakter am meisten von dem Flammenspektrum, insofern als hier Banden nur ganz unvollkommen ausgebildet sind und in der Intensität gegen die äußerst zahlreichen Linien vollständig zurücktreten. Demgemäß sind auch bei Fragen betreffs der Bandenspektren fast nur die Flamme und der Bogen zur Untersuchung herangezogen worden. (Die Spektren der Entladungen in Vakuumröhren bleiben hier außer Betracht.)

Indessen bezieht sich die eben angedeutete Charakteristik des Funkenspektrums doch nur auf den kondensierten Funken. Der nichtkondensierte Funke ist nämlich für Spektralbeobachtungen nur äußerst selten zur Verwendung gelangt. Der wesentliche Grund hierfür ist wohl der, daß dieser nur sehr unvollständig das Spektrum der metallischen Elektroden zeigt. Vielmehr erhält man auf diesem Wege überwiegend die Linien und Banden des umgebenden Gases, und allenfalls die stärksten Metalllinien. Nur falls man den Funken nach einer Lösung von Metallsalz übergehen läßt, färbt sich die Funkenbahn kräftig. Hier beobachtet man ein linienreiches Spektrum, bei dem aber auch Banden deutlicher hervortreten[1]). Hierdurch zusammen mit der Tatsache, daß der nichtkondensierte Funke z. B. in Luft ein sehr schönes und kräftiges Bandenspektrum des Stickstoffes liefert, scheint erwiesen, daß die Vorgänge im nichtkondensierten Funken zur Hervorbringung von Spektren insbesondere von Bandenspektren sehr geeignet sind. Diese Sachlage ließ mich vermuten, daß die geringe Wirksamkeit des nichtkondensierten Funkens für Metallspektren lediglich in der ungenügenden Verdampfung des Elektrodenmaterials zu suchen ist und es demnach möglich sein müßte, lichtstarke Metallspektren zu erhalten, falls man nur in die Funkenbahn Metalldampf in hinreichender Menge hineinbringt. Diese Vermutung wurde

1) Vgl. Lecoq de Boisbaudran, Spectres lumineux, Paris 1874.

durch die Versuche in vollem Umfange bestätigt. Die hierbei benutzte Anordnung, sowie einige mit der neuen Methode erhaltene Ergebnisse für die Erdalkalimetalle sollen im nachfolgenden kurz mitgeteilt werden.

§ 2. Versuchsanordnung.

Zur Verwendung gelangte ein Induktorium von ca. 25 cm Schlagweite, das bei 24 Volt Primärspannung mit einem rotierenden Quecksilberunterbrecher (Unterbrechungszahl ca. 50 bis 60) betrieben wurde (ein Wehneltunterbrecher scheint sich für vorliegende Zwecke nicht zu eignen). Die Stromstärke im Primärkreise betrug in der Regel einige zwanzig Ampere. Die Funkenstrecke, bestehend aus zwei horizontalen Platinelektroden wurde nun direkt über die Öffnung eines vertikalgestellten Porzellanrohres (lichte Weite 1,3 cm) angebracht derart, daß die Spitzen der Elektroden eben noch in die Öffnung hineinragten. Läßt man nun einen nichtkondensierten Funken übergehen und bläst einen sehr kräftigen Luftstrom durch das Rohr, so weicht der Funke nicht einfach nach oben hin aus, sondern legt sich auseinander und bildet gewissermaßen eine auf der Öffnung des Rohres aufsitzende Flamme („Funkenflamme"), die ihre Stellung ungestört beibehält, falls nur für richtige Zentrierung der Elektroden gesorgt ist. Läßt man nun den Luftstrom vor seinem Eintritt in das Porzellanrohr einen mit Metallsalzlösung beschickten Zerstäuber passieren, so führt er die feinzerstäubte Lösung mit sich und läßt sie in die Funkenflamme gelangen, die sich ganz nach Art einer Bunsen- oder Knallgasflamme färbt. Der Charakter der Erscheinung ist typisch der einer Flamme und besitzt keinerlei Ähnlichkeit mit dem des Funkens. Allerdings ist die Intensität der so erzielten Färbung keine genügende für genauere spektrographische Untersuchungen. Da die Steigerung der Konzentration bald eine Grenze findet, so schien die einzigste Möglichkeit, doch noch mehr Metallsalz in die Funkenflamme zu bringen, die, daß man das Salz in Pulverform direkt hineinbläst. Nach mehrfachen Vorversuchen erwies sich hierfür folgende Vorrichtung als sehr brauchbar, die auch für längere Zeit die Färbung aufrecht zu erhalten gestattet. Ein Glasballon von etwa 15 cm Durchmesser — mit zwei Zuleitungsröhren *a* und *b*, wie die Figur andeutet — ist etwa zur Hälfte mit dem Metallsalz gefüllt, der Luft- (bzw. Gas-)strom tritt in die Öffnung *a* ein, reißt, wenn er kräftig genug ist, das Pulver mit in die Höhe (gewissermaßen nach Art eines Schlammvulkans) und führt einen Teil mit sich bis in die Funkenflamme. Auf diese Weise

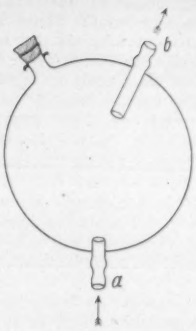


Fig. 1.

erhält man unschwer eine sehr lichtstarke, fast blendend helle Färbung der Funkenbahn. Obgleich hierbei der Materialverbrauch recht beträchtlich ist, so ist doch, da der Glasballon genügende Mengen faßt, ein ungestörter Dauerbetrieb bis zu 30 Minuten ohne Nachfüllung leicht möglich.

Erzielt man bei solch intensiver Färbung sehr schöne Metallspektren, die schon bei Expositionszeiten von 2—10 Minuten sehr brauchbare Spektrogramme liefern, so macht sich doch hierbei das Vorhandensein des starken Stickstoffspektrums störend bemerkbar. Um dieses ganz auszuschließen, benutzte ich schließlich nicht Luft, sondern Sauerstoff (wie man ihn käuflich in Stahlflaschen erhält) und brachte

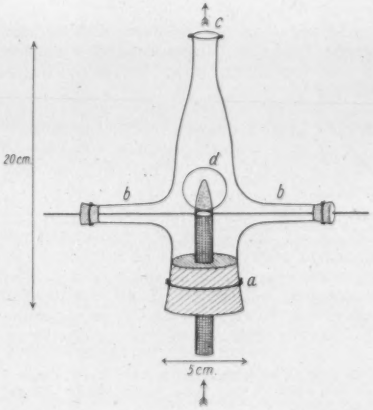


Fig. 2.

die ganze Anordnung für die Funkenflamme in ein geschlossenes Gefäß. Dieses kann relativ klein dimensioniert sein, da der kräftige Gasstrom für genügende Kühlung sorgt. Umstehende Figur 2 deutet die Gestalt des Gefäßes an.

Die große untere Öffnung (a) von 5 cm lichter Weite ist mit einem starken Gummistopfen verschlossen, durch dessen Bohrung das Porzellanrohr gesteckt ist. Durch die beiden seitlichen Stutzen bb sind die Elektroden eingeführt. Die obere Öffnung c steht mittels einer Schlauchleitung mit einem Abzugsrohr in Verbindung, das hinreichend weit sein muß, damit das Gas ungehindert und gleichmäßig abströmen kann. Nach vorn zu ist ein weiter kurzer Stutzen angeblasen, der als Beobachtungsfenster d (3,8 cm Durchmesser) dient, er ist durch eine Quarzplatte verschlossen, wodurch ermöglicht wird, auch die ultravioletten Strahlen der im Innern des Glasgefäßes erzeugten Funkenflamme in den Spektralapparat gelangen zu lassen.

Mit diesem Gefäß gelang es bei Verwendung von Sauerstoff ganz reine Metallspektren zu erhalten ohne irgendwelche störenden Beimengungen anderer nicht dazugehöriger Spektren, denn das schwache bläuliche Licht des leuchtenden Sauerstoffs ist zu gering, um selbst bei längeren Expositionen sich irgendwie störend bemerkbar zu machen.

Auch Versuche in anderen Gasen sind natürlich möglich; insbesondere ist es von Interesse in einer sauerstoffreien Atmosphäre die Funkenflamme zu erzeugen, zu welchem Zweck ich Wasserstoff verwandte.

Zur Fixierung der Spektren stand ein Hilgerscher Quarzspektrograph mit konstanter Ablenkung zur Verfügung[1]).

Die vor allem im sichtbaren Gebiete sehr geringe Dispersion dieses Apparats genügte für die vorliegende mehr qualitative Untersuchung.

§ 3. Einige Ergebnisse für die Erdalkalimetalle.

Die eingehenderen Versuche erstreckten sich im wesentlichen auf die Erdalkalimetalle; es wurden dabei ausschließlich die gepulverten Chloride benutzt. Gleich die ersten Spektralaufnahmen zeigten, daß die Funkenflamme ein ausgesprochenes Flammenspektrum gibt[2]). Dies dokumentiert sich erstens in der auffallenden Linienarmut, die allein bei den Flammenspektren eine Parallele findet. Um dies zu illustrieren, seien in nachstehenden Tabellen vergleichsweise die Linien der Funkenflamme und der Knallgasflamme aufgeführt. (K bedeutet in der Knallgasflamme, F in der Funkenflamme vorhanden; die Wellenlängen nur äußerst schwach erscheinender Linien, die also für einen Vergleich nicht als besonders maßgebend gelten können, sind eingeklammert.)

Calciumlinien.

λ	Vorkommen in
4456	
55	K u. F
4436	
35	K u. F
(4426)	K
(4319)	K
4308	
4303	
4299	K u. F
(4290)	
(4283)	K u. F
4227	K u. F
3969	K u. F
3934	K u. F

Strontiumlinien.

λ	Vorkommen in
4962	K u. F
4872	K u. F
4832	K u. F
4812	K u. F
(4784)	K
(4742)	K
(4722)	K
4608	K u. F
4216	K u. F
4078	K u. F

Bariumlinien.

λ	Vorkommen in
5536	K u. F
(4934)	F
4554	K u. F
(3892)	K
3501	K u. F

Man sieht die Übereinstimmung ist eine sehr weitgehende. Auch die Intensitätsverhältnisse sind nicht wesentlich verschieden. (Bemerkenswert ist nur, daß in der Funkenflamme des Calciums die Linien H und K fast mit derselben Intensität auftreten, wie die Flammenlinie λ-4227, die in der Knallgasflamme stark überwiegende Intensität besitzt.) Zweitens aber — und das ist das ausschlaggebende Charakteristikum — zeigt auch in bezug auf die Banden das Spektrum der Funkenflamme eine ganz auffallende Ähnlichkeit mit dem Spektrum der Knallgasflamme, eine Ähnlichkeit, die fast an Gleichheit grenzt. Auch relativ schwache Banden und Bandengruppen finden sich vor, insbesondere die ultravioletten „Metallbanden",[1]) die bisher wohl überhaupt nur in der Flamme beobachtet wurden, sind vortrefflich ausgebildet. Ist nach alledem die Einordnung des Spektrums der Funkenflamme in die Reihe der Flammenspektren eine vollberechtigte, so finden sich naturgemäß doch einzelne Unterschiede und kleinere Abweichungen, die

1) Betreffs genauerer Angaben s. Harnack, Ztschr. f. wissensch. Phot. 10, 287, 1912, wo der gleiche Apparat benutzt wurde.

2) Vgl. die Tafel VII.

1) Früher Oxydbanden genannt, ihre Zugehörigkeit zum Metall oder zum Oxyd ist bisher zweifelhaft. Vgl. jedoch weiter unten.

für die Erdalkalimetalle kurz zusammengestellt sein mögen. Bei der vergleichenden Durchprüfung leisteten schon früher[1]) angefertigte Spektralaufnahmen der Knallgasflamme gute Dienste. Die den Wellenlängenangaben beigefügten Tabellenzahlen, beziehen sich auf die zitierte Veröffentlichung, der die Werte entnommen sind.

Calcium: Die ultravioletten Metallbanden sind hier besonders gut ausgebildet und dürften sich für genauere Messungen besser eignen, da der bei der Knallgasflamme unvermeidliche, sehr störende kontinuierliche Hintergrund fehlt.

Strontium: Auffallend ist hier, daß die Bandengruppe λ-5971 und λ-5940 (Tabelle 8, Nr. 18 und 19) in der Funkenflamme enorm verstärkt auftritt, sie erreicht fast die Intensität der Bande λ-6055,7[2]). Im ultravioletten Gebiete ist Bande λ-3782 (Tab. 11, Nr. 13) nicht sichtbar. Sonst treten die Banden gut hervor, da der kontinuierliche Hintergrund fehlt.

Barium: Die ultravioletten Metallbanden sind bis λ-3226 gut sichtbar, dann nur noch ganz schwache Andeutungen bis λ-2956 (Tab. 15, Nr. 13—16). Alle übrigen weiter nach dem Ultraviolett hin sind nicht mehr erkennbar.

In verschiedener Hinsicht schien ferner eine Untersuchung der Spektren einer in einer Wasserstoffatmosphäre erzeugten Funkenflamme von Interesse. Die Beobachtungen ergaben hier folgendes: es treten (mit ganz unwesentlichen Ausnahmen) sämtlich dieselben Linien auf wie in O_2, auch mit denselben Intensitäten. Allenfalls scheint aus den Spektrogrammen hervorzugehen, daß die Wasserstoffatmosphäre die Emission der Linien begünstigt, was ja bei der elektropositiven Natur des Wasserstoffes plausibel erscheint und auch mit verschiedenen anderen neueren Befunden gut zusammenstimmen würde.

Was nun andererseits die Banden anbelangt, so erscheinen nur die Chloridbanden, die sogenannten Metallbanden bleiben aus. Diese Tatsache ist bedeutungsvoll, da sie geeignet ist die mit der Chlorflamme erhaltenen Ergebnisse[3]) zu ergänzen. Letztere legten es nahe anzunehmen, daß die Ursachen für die relative Linienarmut der Chlorflammenspektren zugleich auch das Ausbleiben der besagten Banden bedingten, somit also nicht das Fehlen des Sauerstoffes dafür verantwortlich zu machen wäre. Gegen eine solche Annahme sprechen nun aber die Versuche mit der Funkenflamme in H_2, die zwar die Linien ungeschwächt zeigt, die Banden aber vermissen läßt: Ihr Auftreten ist also — wie hieraus unzweideutig hervorgeht — an das Vorhandensein von Sauerstoff gebunden, so daß ihr Charakter als Oxydbanden nicht mehr zweifelhaft erscheinen kann.

Nachstehend seien noch die Ergebnisse registriert, die sich beim Vergleich mit den Spektren der Chlorflamme im einzelnen ergaben:

Calcium: Im sichtbaren Spektralgebiet völlige Übereinstimmung mit der Chlorflamme, im ultravioletten hingegen zeigen sich die in der Chlorflamme erhaltenen Anomalien (vgl. l. c. S. 312) nicht, die Chloridbanden sind vielmehr genau dieselben wie in der Sauerstoff-Knallgasflamme, nur daß eben durch Fehlen der Oxydbanden jene besser hervortreten.

Strontium: Im sichtbaren und ultravioletten Spektralgebiet dieselben Banden wie in der Chlorflamme. Auch die in der Funkenflamme in O_2 abnorm verstärkte Bandengruppe λ-5971 und λ-5940 (siehe S. 581 l. Sp.) bleibt in H_2 aus.

Barium: Das gesamte Bandenspektrum wie in der Chlorflamme. Die äußerst schwachen ultravioletten Chloridbanden erhielt ich bei einer Expositionszeit von 30 Minuten sehr deutlich und demzufolge auch vollständiger als in der Chlorflamme. Für eine exakte Feststellung und eingehende Ausmessung gerade dieser Banden dürfte wohl einzig die Funkenflamme geeignet sein.

§ 4. Zusammenfassung.

1. Es wurde gezeigt, daß auch der nichtkondensierte Funke bei geeigneter Verwendung („Funkenflamme") zur Hervorbringung lichtstarker Metallspektren geeignet ist.

2. Die Funkenflamme zeigt in jeder Hinsicht ein typisches Flammenspektrum, das insbesondere mit dem der Knallgasflamme größte Ähnlichkeit besitzt.

3. Die Funkenflamme kann in verschiedenen Gasen hervorgebracht werden. Eine solche in einer Wasserstoffatmosphäre bildet ein wichtiges Gegenstück zur Chlorwasserstofflamme, beides sind sauerstoffreie Flammen, die aber im übrigen, insbesondere in elektrischer Beziehung, wesentlich verschiedene Bedingungen aufweisen.

4. Es wurde für die Erdalkalimetalle ein Vergleich der Spektren der Funkenflamme in O_2 und in H_2 mit denen der Knallgasflamme und der Chlorflamme durchgeführt.

Weitere Versuche sind in Vorbereitung.

Leipzig, Theoretisch-physikalisches Institut der Universität, im April 1914.

(Eingegangen 5. Mai 1914.)

1) Harnack, l. c.

2) Dieselbe Erscheinung zeigt sich auch im Bogenspektrum; man vgl. Eder u. Valenta, Atlas typischer Spektren. Wien 1911, Tafel X, Nr. 5.

3) Harnack, l. c. S. 341 ff.

Zur Kenntnis der Turbulenzreibung.

Von Walther Sorkau.

Meine bisherigen Beobachtungen über Turbulenzreibung, die mich zu der Annahme von drei Turbulenzstadien geführt hatten (diese Zeitschr. **12**, 582–595, 1911 und **13**, 805–820, 1912), waren mit Hilfe eines Reibungsapparates ausgeführt worden, dessen Kapillare mit den Schenkeln des Gefäßes nicht sehr gleichmäßig verblasen worden war. Strömung II war augenscheinlich labiler Natur und trat bei höheren Temperaturen immer mehr und mehr zurück, dagegen erwies sich die Strömung I, von mir später als Hagensche Turbulenz bezeichnet, und Strömung III, die den Namen des reibungslosen Durchflusses erhalten hat, als beständig.

Um zu prüfen, inwieweit die Unvollkommenheit des von mir verwendeten Reibungsgefäßes das Ergebnis beeinflußt hatte, habe ich mir von der Firma Arno Haak in Jena einen neuen Apparat anfertigen lassen, bei dem der Übergang der Kapillare in die Seitenrohre ganz allmählich in konischer Form vor sich geht; die nähere Ausführung zeigt Fig. 1.

Fig. 1.

Die Kapillare hat eine Länge von 6,2 cm und einen Durchmesser von 0,0439 cm. Die große mittlere Kugel in jedem Schenkel faßt genau 50 ccm; sie ist oben und unten gegen zwei kleinere Kugeln von je 10 ccm Inhalt abgeschnürt. Die Abschnürungen dienten als Anfangs- und Endmarken bei der Messung der Durchgangsgeschwindigkeit. Die Messungen wurden von Herrn cand. chem. Trifón Ugarte ausgeführt; das Beobachtungsmaterial ist in seiner Doktordissertation niedergelegt[1]).

Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 2. Die mittels komprimierter Luft erhaltenen Trieb-

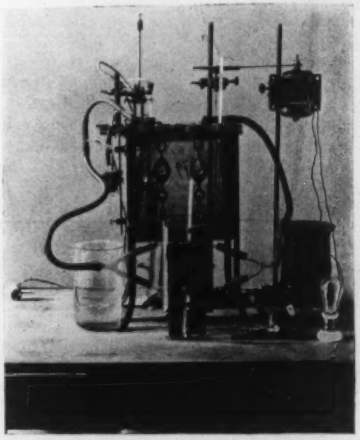


Fig. 2.

drucke wurden an einem Quecksilbermanometer abgelesen und in kg pro cm^2 umgerechnet, die Durchflußgeschwindigkeiten mit einer $^2/_{10}$-Sekundenuhr gemessen. Die Beobachtungen wurden an den folgenden Flüssigkeiten angestellt:

1. Äthylazetat bei 5°, 10°, 15°, 20°, 25°, 30°, 35°, 40°, 45° und 50° C.
2. Chloroform bei 25°, 30° und 35° C.
3. Azeton bei 25°, 30° und 35° C.
4. Äthyläther bei 5°, 10°, 15°, 20° und 25° C.

Die Turbulenzreibung wurde in sämtlichen Beobachtungsreihen erreicht; das Produkt aus Druck und Zeit, pt, das in der Poiseuilleschen Reibung konstant bleibt, wächst bereits bei den niedrigsten Temperaturen bis zum dreifachen und sogar vierfachen Betrage. Als Beleg gebe ich hier die Beobachtungsreihe von Azeton bei 25° C.

Die graphischen Darstellungen im logarithmischen Druck-Geschwindigkeits-Koordinatensystem, von denen hier nur je eine für jede Flüssigkeit wiedergegeben worden ist, lehren,

1) Investigación experimental sobre las corrientes de turbulencia en tubos capilares, por Trifón Ugarte, Universidad Nacional de Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales. 1913. Gedruckt durch S. Hirzel in Leipzig.

p	pt	p	pt	p	pt	p	pt
0,080	16,27	0,537	30,07	1,325	44,39	2,074	56,62
0,099	17,18	0,568	30,73	1,369	45,52	2,113	57,26
0,121	18,39	0,602	31,54	1,414	45,81	2,152	57,67
0,144	19,34	0,641	32,05	1,457	46,62	2,192	58,31
0,162	19,86	0,682	32,87	1,498	47,34	2,233	58,95
0,183	20,72	0,719	33,79	1,543	47,83	2,273	59,55
0,204	21,42	0,751	33 95	1,584	48,79	2,315	60,19
0,226	22,24	0,794	35,09	1,620	49,41	2,356	60,78
0,248	22,92	0,844	35,62	1,655	50,15	2,397	60,88
0,270	23,63	0,887	36 37	1,693	50,79	2,442	61,54
0,292	24,35	0,926	37,23	1,729	51,52	2,486	62,15
0,316	24,93	0,966	38,45	1,767	52 39	2,529	62,72
0,339	25,70	1,000	38,40	1,804	53,04	2,571	63,30
0,365	26,50	1,050	39,69	1,843	53,82	2,618	63,36
0,388	26,85	1,090	40,66	1,881	54,55	2,662	64,15
0,413	27,51	1,141	4 ,85	1,919	55,08	2,708	64,45
0,442	28,11	1,192	42,20	1,957	55,38	2,775	65,63
0,469	28,70	1,237	42,68	1,996	55,89	2,830	66,22
0,501	29,46	1,278	43,71	2,035	56,17	—	—

daß zwei Strömungsarten zu unterscheiden sind. In der Tat, führt man z. B. für Äthylazetat bei 25° die Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate durch, so sieht man, daß der obere Teil der Reibungskurve durch die Gleichung

$$-\log t = -1{,}6109 + 0{,}4992 \cdot \log p$$

ausgedrückt werden kann, für welche man auch

$$-\log t = -1{,}6111 + 0{,}5 \cdot \log p$$

oder

$$\sqrt{p} \cdot t = 40{,}84$$

setzen darf. Die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten von t ist vorzüglich:

t beob.	t ber.	$t_{beob.} - t_{ber.}$	t beob.	t ber.	$t_{beob.} - t_{ber.}$
25,3	25,25	+0,05	28,9	29,1	—0,2
25,3	25,4	—0,1	29,55	29,65	—0,1
25,6	25,4	+0,2	30,0	30,05	—0,05
25,6	25,45	+0,15	30,7	30,7	0,00
26,2	26,0	+0,2	30,9	31,0	—0,1
26,5	26,15	+0,35	31,2	31,35	—0,15
26,8	26,65	+0,15	31,9	31,85	+0,05
26,5	26,8	—0,3	32,5	32,5	0,00
27,4	27,3	+0,1	32,65	32,55	+0,1
27,4	27,45	—0,05	32,85	32,7	+0,15
27,4	27,75	—0,35	33,2	33,0	+0,2
28,0	28,0	0,00	33,9	33,7	+0,2
28,2	28,45	—0,25	34,1	34,1	0,00
28,5	28,6	—0,1			

Mittlerer Fehler: +0,17 Sekunden.
$\Sigma(+\Delta) - \Sigma(-\Delta) = +0{,}15$ Sekunden.

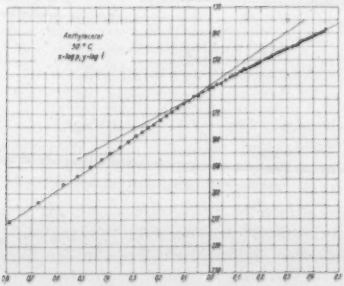


Fig. 3.

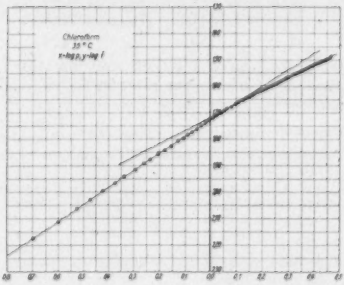


Fig. 4.

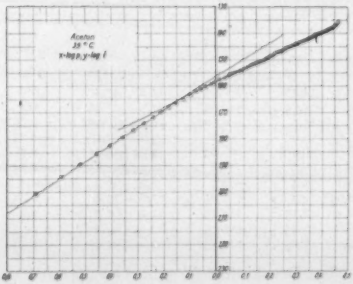


Fig. 5.

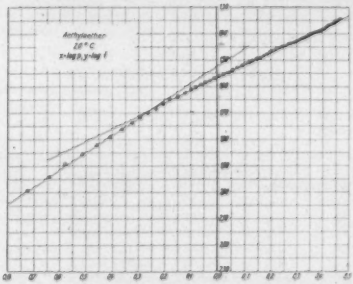


Fig. 6.

Das Gebiet, für welches die Gleichung gilt, erstreckt sich von 2,6 bis 1,4 Atmosphären abwärts; tiefer hinab verliert der Ausdruck seine Gültigkeit, wie die nachfolgende Tabelle beweist:

t beob.	t ber.	$t_{beob.} - t_{ber.}$	t beob.	t ber.	$t_{beob.} - t_{ber.}$
34.5	34.35	+0,15	47.4	43.85	+ 3.55
34.6	34.4	+0,2	47.7	44.2	+ 3.5
35.4	35.05	+0.35	50.9	46.35	+ 4.55
36.55	36.0	+0.55	53.3	48.15	+ 5.15
36.9	36.2	+0,7	54.35	48.9	+ 5.45
38.4	37.3	+1,1	61.7	53.7	+ 8.0
39.1	38.05	+1.05	66.6	57.05	+ 9.55
40.65	39.0	+1.05	72.8	61.3	+11.5
42.4	40.05	+2.35	81.0	66.25	+14.75
43.6	41.05	+2.55	89.25	71.40	+17.85
44.9	42.15	+2.75	100.6	77.6	+23.0

Die Punkte liegen ihrerseits auf einer anderen Geraden, für welche sich die Gleichung

$$-\log t = -1{,}6358 + 0{,}6528 \cdot \log p$$

oder

$$p^{0{,}653} \cdot t = 43{,}23$$

ergab, mit der man die Beobachtungen befriedigend wiedergeben kann:

t beob.	t ber.	$t_{beob.} - t_{ber.}$	t beob.	t ber.	$t_{beob.} - t_{ber.}$
34.5	34.45	+0,05	47.4	47.4	0.0
34.6	34.55	+0,05	47.7	47.95	−0,25
35.4	35.4	0.00	50.9	50.95	−0.05
36.55	36.65	−0,1	53.3	53.55	−0,25
36.9	36.95	−0,05	54.35	54.75	−0,4
38.4	38.4	0,0	61.7	61.85	−0,15
39.1	39.4	−0,3	66,6	66.9	−0,3
40.65	40.7	−0.05	72,8	73.45	−0,65
42.4	42,15	+0,25	81,0	81.3	−0,3
43.6	43.55	+0,05	89.25	89,7	−0,55
44.9	45.05	−0,15	100,6	99.95	+0.75

Das Druckintervall geht von 1,42 bis 0,28 Atmosphären.

Die Durchführung der Rechnung für alle Serien führte zu den folgenden Resultaten.

Äthylazetat (Fig. 3):

I. Oberes Gebiet.

Temperatur	Gleichungen	Anzahl der Beobachtungen
5°	$-\log t = -1{,}6232 + 0{,}5045 \cdot \log p$	13
10	$-\log t = -1{,}6313 + 0{,}5305 \cdot \log p$	20
15	$-\log t = -1{,}6222 + 0{,}5163 \cdot \log p$	27
20	$-\log t = -1{,}6216 + 0{,}5091 \cdot \log p$	34
25	$-\log t = -1{,}6103 + 0{,}4992 \cdot \log p$	27
30	$-\log t = -1{,}6147 + 0{,}5144 \cdot \log p$	31
35	$-\log t = -1{,}6043 + 0{,}4802 \cdot \log p$	36
40	$-\log t = -1{,}6062 + 0{,}4886 \cdot \log p$	38
45	$-\log t = -1{,}6028 + 0{,}4727 \cdot \log p$	37
50	$-\log t = -1{,}6096 + 0{,}4981 \cdot \log p$	50

Das Mittel sämtlicher Werte von B, des Koeffizienten von $\log p$, ist 0,502 oder abgekürzt **0,5**; setzt man diesen Wert ein, so erhält man für die Konstante A:

Temp.	A berechnet	$10A$	Temp.	A berechnet	$10A$
5°	1,6215	41,80	30°	1,6110	40,85
10	1,6176	41,45	35	1,6048	40,25
15	1,6164	41,35	40	1,6090	40,65
20	1,6187	41,55	45	1,6101	40,75
25	1,6111	40,85	50	1,6102	40,75

Das Intervall für $10A$ von 5° bis 50° beträgt nur eine Sekunde; von 25° bis 50° ist die Änderung mit der Temperatur ganz zu vernachlässigen. Wie die Nachrechnung zeigt, kann man sämtliche Beobachtungen dieses Gebietes durch die allgemeine Gleichung

$$\sqrt{p} \cdot t = 41{,}0$$

wiedergeben.

II. Unteres Gebiet.

Temp.	Gleichungen	Anzahl der Beobachtungen
5°	$-\log t = -1{,}67174 + 0{,}65505 \cdot \log p$	49
10	$-\log t = -1{,}66251 + 0{,}65497 \cdot \log p$	32
15	$-\log t = -1{,}65376 + 0{,}64690 \cdot \log p$	31
20	$-\log t = -1{,}64290 + 0{,}65968 \cdot \log p$	26
25	$-\log t = -1{,}63581 + 0{,}65278 \cdot \log p$	22
30	$-\log t = -1{,}62571 + 0{,}64247 \cdot \log p$	40
35	$-\log t = -1{,}61787 + 0{,}65576 \cdot \log p$	34
40	$-\log t = -1{,}61028 + 0{,}65036 \cdot \log p$	23
45	$-\log t = -1{,}60602 + 0{,}64419 \cdot \log p$	25
50	$-\log t = -1{,}59585 + 0{,}63341 \cdot \log p$	24

Ersetzt man in diesen Gleichungen die Werte von B durch den Mittelwert 0,651 56, so gelangt man in bekannter Weise zu den folgenden A-Werten:

$A_{5°} = 1{,}6717$	$A_{30°} = 1{,}6272$
$A_{10°} = 1{,}6624$	$A_{35°} = 1{,}6192$
$A_{15°} = 1{,}6535$	$A_{40°} = 1{,}6099$
$A_{20°} = 1{,}6441$	$A_{45°} = 1{,}6038$
$A_{25°} = 1{,}6359$	$A_{50°} = 1{,}5965$.

Durch einen solchen Ersatz wird die Anwendbarkeit der Gleichungen nicht in Frage gestellt:

Temperatur	$10A_{gefunden}$	$10A_{berechnet}$	Differenz in Sekunden
5°	46,96	46,96	0,00
10	45,97	45,96	+0,01
15	45,05	45,03	+0,02
20	43,94	44,07	−0,13
25	43,23	43,24	−0,01
30	42,53	42,39	+0,14
35	41,48	41,61	−0,13
40	40,76	40,73	+0,03
45	40,37	40,16	+0,21
50	39,43	39,49	−0,06

Die Abhängigkeit der A-Werte von der Temperatur läßt sich ausdrücken durch:

$$A_\vartheta = 1{,}67873 - 0{,}00168352 \cdot \vartheta .$$

Man gelangt so zu der allgemeinen Gleichung:

$$0{,}65156 \cdot \log p + \log t = 1{,}67873 - 0{,}00168352 \cdot \vartheta ,$$

oder in Exponentialform:

$$p^{0{,}65156} \cdot t = 47{,}72 \cdot 10^{-0{,}0016835 \cdot \vartheta} = 47{,}72 \cdot e^{-0{,}003876 \cdot \vartheta} .$$

In gleicher Weise ergab sich für

Chloroform (Fig. 4):

I. Oberes Gebiet:

$$\sqrt{p} \cdot t = 52{,}65 ,$$

II. Unteres Gebiet:

$$p^{0{,}65272} \cdot t = 60{,}07 \cdot e^{-0{,}0035414 \cdot \vartheta} ;$$

Azeton (Fig. 5):

I. Oberes Gebiet:

$$\sqrt{p} \cdot t = 39{,}05 ,$$

II. Unteres Gebiet:

$$p^{0{,}64343} \cdot t = 40{,}7 \cdot e^{-0{,}0029588 \cdot \vartheta} ;$$

Äthyläther (Fig. 6):

I. Oberes Gebiet:

$$\sqrt{p} \cdot t = 37{,}71 ,$$

II. Unteres Gebiet:

$$p^{0{,}64374} \cdot t = 36{,}43 \cdot e^{-0{,}0037677 \cdot \vartheta} .$$

In den vier Gleichungen, die für das untere Gebiet erhalten wurden:

Substanz	Gleichung
Äthyläther . . .	$p^{0{,}64374} \cdot t = 36{,}43 \cdot e^{-0{,}0037677 \cdot \vartheta}$
Azeton	$p^{0{,}64343} \cdot t = 40{,}7 \cdot e^{-0{,}0029588 \cdot \vartheta}$
Äthylazetat . . .	$p^{0{,}65156} \cdot t = 47{,}72 \cdot e^{-0{,}003876 \cdot \vartheta}$
Chloroform . . .	$p^{0{,}65272} \cdot t = 60{,}07 \cdot e^{-0{,}0035414 \cdot \vartheta}$

unterscheiden sich die Exponenten von p nicht wesentlich; ihren Mittelwert 0,648 kann man durch den Wert **0,65** ersetzen. Auch die Exponenten von e bei den drei Flüssigkeiten Äther, Azetat und Chloroform sind einander sehr ähnlich; die Abweichung im Werte für Azeton darf nicht weiter befremden, da nur drei Serien zur Ableitung der Formel für $\frac{dA}{d\vartheta}$ zur Verfügung standen. Die Ableitung der e-Exponenten wird ohne Zweifel um so genauer, je mehr Beobachtungsreihen benutzt werden können, und je größer das Temperaturintervall ist; die vier Werte müssen also bei Berechnung des Mittels entsprechend belastet werden:

$$\frac{10\,(0{,}003876) + 3\,(0{,}0029588) + 3\,(0{,}0035414) + 5\,(0{,}0037677)}{21} = \mathbf{0{,}003671} .$$

Dieser Wert fällt mit dem Ausdehnungskoeffizienten der Gase 0,003663 zusammen; die Ugarteschen Messungen bestätigen also ein früher von mir gefundenes Resultat. Man erhält demnach für das untere Strömungsgebiet, das sich dadurch als identisch mit der Hagenschen Turbulenzströmung erweist, die Gleichung:

$$p^{0{,}65} \cdot t = C \cdot e^{-\frac{\vartheta}{273}} ,$$

oder nach Einführung der absoluten Temperatur:

$$p^{0{,}65} \cdot t \cdot e^{\frac{\Theta}{273}} = K ,$$

wo die neue Konstante K gleich $e \cdot C$ ist[1]).

Die Konstante K dieser allgemeinen Gleichung lieferte eine neue Durchrechnung des Beobachtungsmaterials; es ergab sich:

Substanz	K
Äthyläther . . .	98,2
Azeton	112,4
Äthylazetat . . .	129,1
Chloroform . . .	164,3

Meine Beobachtungen mit einem anderen Apparat hatten mir 1912 geliefert:

Substanz	Gleichung
Azeton	$p^{0{,}658} \cdot t \cdot e^{\frac{\Theta}{273}} = 99{,}7$
Äthylazetat . . .	$p^{0{,}658} \cdot t \cdot e^{\frac{\Theta}{273}} = 114{,}0$
Chloroform . . .	$p^{0{,}658} \cdot t \cdot e^{\frac{\Theta}{273}} = 144{,}35$

Der Exponent von p im Werte von 0,658 unterscheidet sich sehr wenig von 0,65, dem durch die Ugarteschen Messungen gelieferten Betrage. Es scheint demnach, daß diese Zahl, die so nahe an 0,666... liegt, für die Hagensche Strömung charakteristisch ist.

Die Sorgfalt, mit der Herr Ugarte gearbeitet hat, und die Reinheit der von ihm benutzten Flüssigkeiten, die mit den meinigen nicht identisch waren, zeigt die nachfolgende Zusammenstellung:

1) Ich möchte ausdrücklich bemerken, daß ich dem Ausdruck $e^{\frac{\Theta}{273}}$ keinerlei theoretische Bedeutung beilege, sondern ihn nur als einen bequemen Interpolationsausdruck auffasse. Daß er die Änderung der Turbulenzviskosität mit der Temperatur ausgezeichnet wiedergibt, zeigt die Nachrechnung in Herrn Ugartes Dissertation.

Substanz	K Hagen beobachtet von		Relative Werte		Differenz Proz.
	Sorkau	Ugarte	Sorkau	Ugarte	
Azeton . .	99,7	112,4	87,4	87,06	0,38
Azetat . .	114,0	129,1	100,0	100,0	0,00
Chloroform .	144,35	164,3	126,6	127,3	0,55

Fehlermittel: **0,31 Proz.**

Die Dimensionen der von mir verwendeten Kapillare waren:

$$l_1 = 5{,}0 \text{ cm}, \quad r_1 = 0{,}2115 \text{ mm},$$

während für die von Herrn Ugarte benutzte Kapillare gefunden worden war:

$$l_2 = 6{,}2 \text{ cm}, \quad r_2 = 0{,}2195 \text{ mm}.$$

Falls in der Hagenschen Strömung der Einfluß der Kapillardimensionen denselben Gesetzen gehorcht wie in der Poiseuilleschen Strömung, d. h. wenn die Reibungskonstante im gleichen Sinne mit der Kapillarlänge wächst und umgekehrt proportional ist der vierten Potenz des Radius, so muß zwischen den von mir und Ugarte erhaltenen K-Werten die Beziehung gelten:

$$K_1 : K_2 = \frac{l_1}{r_1^4} : \frac{l_2}{r_2^4}$$

oder

$$l_2 = \frac{K_2 \cdot r_2^4}{K_1 \cdot r_1^4} \cdot l_1.$$

Es lieferten nun:

	l_1
K-Werte für Azeton . .	6,174
„ „ Azetat . .	6,201
„ „ Chloroform .	6,233
Mittel:	6,203

Da der Wert 6,203 mit 6,2, der wirklichen Länge der Ugarteschen Kapillare, identisch ist, so ist es sehr wahrscheinlich, daß die Poiseuilleschen Gesetzmäßigkeiten auch für die erste Turbulenzströmung gelten, daß man also die bisherige Formel wie folgt erweitern kann:

$$\frac{p^{0{,}65} \cdot t \cdot e^{\frac{\omega}{273}}}{l} = K = a \cdot \frac{l}{r^4} = a_1 \cdot V \cdot \frac{l}{r^4},$$

$$V = \frac{1}{a_1} \cdot \frac{p^{0{,}65} \cdot t \cdot e^{\frac{\omega}{273}} \cdot r^4}{l} = C \frac{p^{0{,}65} \cdot t \cdot e^{\frac{\omega}{273}} \cdot r^4}{l}.$$

C ist in dieser Gleichung nur noch eine Funktion der chemischen Natur der untersuchten Flüssigkeiten. —

Bei der Untersuchung der Ester Äthylazetat, Propylazetat, Buthylazetat und Methylpropionat hatte sich ergeben, daß die Reibungskonstante K für die Hagensche Strömung der Beziehung

$$K = a \sqrt{M}$$

gehorcht, wo M das Molekulargewicht der Flüssigkeit bedeutet. Es scheint indes, daß diese Beziehung auf homologe Substanz beschränkt bleibt. Rechnet man mit der Formel

$$K = 14{,}5 \sqrt{M},$$

so erhält man das folgende Resultat:

Substanz	K gefunden	K berechnet	$K_{\text{gef.}} - K_{\text{ber.}}$	Differenz
Azeton . .	112,4	110,6	+1,8	1,6 Proz.
Azetat . .	129,1	136,1	−7,0	5,4
Chloroform	164,3	158,5	+5,8	3,5

Wahrscheinlich sind die großen Abweichungen eine Folge von Konstitutionseinflüssen.

Der Äthyläther, dessen Molekulargewicht größer ist als das des Azetons, hat eine kleinere Reibungskonstante, fällt also, wie seinerzeit das Trimethyläthylen, ganz aus der Formel heraus. Selbst wenn man sich dazu verstehen wollte, die obigen drei Flüssigkeiten als bimolekular, den Äther aber als monomolekular anzusehen, wenn man also mit einer Formel

$$K = 10{,}25 \sqrt{n \cdot M}$$

rechnen wollte, wo n die Assoziationskonstante bedeuten soll, erhält man trotzdem kein befriedigendes Resultat:

Substanz	n	K gef.	K ber.	$K_{\text{gef.}} - K_{\text{ber.}}$	Differenz in Proz.
Äthyläther	1	98,2	88,25	+9,95	10,1
Azeton . .	2	112,4	110,5	+1,9	1,7
Azetat . .	2	129,1	136,0	−6,9	5,3
Chloroform	2	164,3	158,4	+5,9	3,6

wenn auch die Schwierigkeit, den Äther wasserfrei zu erhalten, dessen nun zu große Reibungskonstante in etwas plausibel machen würde. Es bedarf jedenfalls noch einer ganzen Reihe von Untersuchungen, um in diesem Punkte etwas Bestimmtes aussagen zu können.

Die allgemeinen Gleichungen für das obere Gebiet lauteten:

Substanz	Gleichung
Äthyläther .	$\sqrt{\rho \cdot t} = 37{,}71$
Azeton . .	$\sqrt{\rho \cdot t} = 39{,}05$
Azetat . .	$\sqrt{\rho \cdot t} = 41{,}0$
Chloroform .	$\sqrt{\rho \cdot t} = 52{,}65$

Wie ich an anderer Stelle bereits gezeigt habe, müssen ihre Konstanten C, wenn das obere Gebiet identisch ist mit dem „reibungslosen Durchfluß", eine Funktion der Dichte sein. Die Ausgleichsrechnung lieferte die Gleichung:

$$\log C = 1{,}638 + 0{,}464 \cdot \log D.$$

Ersetzt man den Wert 0,464 durch die Zahl 0,5, so erhält man

$$\log C = 1{,}639 + 0{,}5 \cdot \log D$$

oder

$$C = 43{,}57 \cdot \sqrt{D},$$

eine Formel, die zur Wiedergabe der Beobachtungen brauchbar ist:

Substanz	C gefunden	C berechnet	Differenz in Sekunden
Äthyläther .	37,7	37,0	+0,7 [1]
Azeton . .	39,0	38,9	+0,1
Azetat . .	41,0	41,4	−0,4
Chloroform .	52,6	53,2	−0,6

Als Dichten wurden die Angaben Beilsteins, für 15° interpoliert, benutzt. Die vier Gleichungen können also zusammengefaßt werden in:

$$\sqrt{p} \cdot t = 43{,}57 \cdot \sqrt{D}$$

oder

$$t = 43{,}57 \sqrt{\frac{D}{p}}.$$

Das ist aber die Gleichung für den reibungslosen Durchfluß.

Aus der Konstanten 43,57 berechnet sich der Radius der starren Flüssigkeitssäule, die durch die Kapillare schießt (diese Zeitschr. **13**, 819, 1912) zu

$$43{,}57 = \frac{50 \text{ ccm}}{q \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot 1000}} = 0{,}000714 \cdot \frac{50 \text{ ccm}}{q},$$

$$q = 0{,}00082448 \text{ cm}^2,$$

$$r = \sqrt{\frac{q}{\pi}} = 0{,}0162 \text{ cm}.$$

Da der Radius der Kapillare 0,02195 cm beträgt, so bestätigt sich also, daß der Flüssigkeitsfaden nicht die ganze Kapillare ausfüllt; die Tot-Wasser-Schicht an der Kapillarwand wächst mit der Zunahme der Kapillarlänge:

Kapillar-Länge	Kapillar-Radius	Radius des Flüssigkeitsfadens	$r_{\text{Kapillare}} - r_{\text{Faden}}$
5,0 cm	0,2115 mm	0,1724 mm	0,0391
0,2	0,2195	0,1620	0,0575

Nach welchem Gesetze dieses Wachstum vor sich geht, werden Messungen, die zurzeit mit einer Serie von Apparaten angestellt werden, hoffentlich bald ergeben.

1) Wenn man Äther als vielleicht nicht ganz wasserfrei ansieht und seine Konstante C nicht berücksichtigt, so wird die Übereinstimmung für die drei anderen Flüssigkeiten bedeutend besser, da der Koeffizient von $\sqrt{D}$ kleiner wird.

Buenos-Aires, Departamento de Química del Instituto Nacional del Profesorado, Calle Valentín Gómez 3163.

(Eingegangen 29. April 1914.)

Eine Untersuchung der magnetischen Permeabilität bei niedriger Induktionsdichte mit dem Burrowsschen kompensierten Doppelstab und Jochpermeameter.

(A Study of Magnetic Permeability at low Induction Denoities by means of the Burrows Compensated Double Bar an Yoke Permeameter.)

Von A. F. Wagner.

Die Untersuchung des magnetischen Verhaltens des Eisens unter schwachen magnetisierenden Kräften ist sowohl wegen des wissenschaftlichen als auch wegen ihres praktischen Interesses von Wichtigkeit. Telephonrelais und Pupinsche Ladungsspulen erfordern Eisen von hoher Anfangspermeabilität, um mit den schwachen angewandten Strömen die größte magnetische Induktion zu erzeugen.

Baur[1]) hat mit einem Ring aus weichem Eisen gearbeitet und ballistisch gemessen. Seine Ergebnisse lassen sich zusammenfassen in der Gleichung

$$\mu = 183 + 1382\,\mathfrak{H}$$

Dies bedeutet, daß die μ-$\mathfrak{H}$-Kurve, nach rückwärts verlängert, die μ-Achse schneiden würde, woraus man sieht, daß die anfängliche Permeabilität einen endlichen Wert hat, der angenähert konstant bleibt, solange die magnetisierenden Kräfte klein sind.

Lord Rayleigh[2]) hat eine Reihe von Messungen ausgeführt, bei denen ein Eisenstab oder Draht, dessen eines Ende sich in nächster Nähe des Magnetometers befand, magnetometrisch untersucht wurde; eine kompensierende Spule wurde so eingestellt, daß der magnetische Effekt des von einem schwachen magnetisierenden Strom erregten Stabes kompensiert war. Die Resultate ließen erkennen, daß für magnetisierende Kräfte zwischen 0,00004 und 0,04 Gauß die Induktionsdichte der magnetisierenden Kraft direkt proportional ist.

Die Berechtigung, eine „Anfangspermeabilität" dadurch zu bestimmen, daß man die Gerade, die $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ in ihrer gegenseitigen Beziehung darstellt, nach rückwärts über das Gebiet der vorgenommenen Messungen hinaus verlängert, wie es Baur getan hat, wird demnach durch Lord Rayleighs Versuche völlig bestätigt.

Gumlich und Rogowski[3]) von der Reichsanstalt benutzten das Hopkinsonsche Joch, um die „Anfangspermeabilität" von Stabeisen zu bestimmen, das schwachen magnetisierenden

1) Ewing, Magnetic Induction in Iron and other Metals, 3. Aufl. S. 125.
2) Phil. Mag. 1887.
3) Ann. d. Phys. **34**, 235, 1911.

Kräften ausgesetzt wurde. Späterhin wurde diese Methode aufgegeben, weil sie sich infolge von Fehlerquellen, die durch das Joch selbst veranlaßt wurden, als ungeeignet erwies, und die Messungen wurden an Stäben gemacht und auf äquivalente Ellipsoide umgerechnet. Sie arbeiteten mit einer offenen magnetisierenden Spule von 60 cm Länge. Die Sekundärspule enthielt 3315 Windungen.

Ihre Tabellen für die „Anfangspermeabilität" wurden in der Weise erhalten, daß sie die μ-$\mathfrak{H}$-Kurven bis zum Schnittpunkt mit der μ-Achse nach rückwärts verlängerten.

Bei vielen Untersuchungen, die bis jetzt bezüglich von Messungen des magnetischen Verhaltens bei kleinen magnetisierenden Kräften durchgeführt sind, wurden gerade Drähte oder Stäbe benutzt und die Werte mit dem Magnetometer bestimmt. Ein ringförmiges Untersuchungsobjekt macht die Verwendung des Magnetometers unmöglich, weil der gleichmäßig magnetisierte Ring keine Kraft auf einen außerhalb des Materials befindlichen Punkt ausübt. Gegen das Ellipsoid ist der schwerwiegende Einwand zu erheben, daß es nicht leicht realisierbar ist.

Abgesehen von der Schwierigkeit, die in der für die Magnetometermethode erforderlichen Gestalt des Versuchsobjekts liegt, ist das Magnetometer selbst wegen der ihm eigentümlichen Umständlichkeit in der Behandlung nicht sehr empfehlenswert.

Gegen die von Gumlich und Rogowski zuerst angewandte Hopkinsonsche Methode ist der wichtige Einwand zu erheben, daß die Trennungsfläche zwischen den beiden Teilen des Stabes sehr leicht von wesentlichem Einfluß auf die Ergebnisse sein kann. Es ist sehr schwer, die aneinander grenzenden Oberflächen so zu justieren, daß dieser Teil des magnetischen Stromkreises nicht beeinflußt wird. Überdies besteht noch der Zustand ungleichförmiger Magnetisierung.

Vor etwa sechs Jahren hat Professor E. B. Rosa vom Bureau of Standards auf die Möglichkeit hingewiesen, zwei kurze zylindrische oder prismatische Stäbe zu benutzen, die durch zwei Joche verbunden werden, und den Jochen und Verbindungen eine kompensierende magnetomotorische Kraft zuzuführen, die den Widerstand dieser Teile des Stromkreises ausgleichen soll. Bei der Ausarbeitung durch Burrows ergab sich hieraus der Apparat, der heute als Burrows' kompensierter Doppelstab und Jochpermeameter bekannt ist. Diese Methode ist von der amerikanischen Gesellschaft für Materialprüfung als grundlegend für Präzisionsmessungen angenommen worden.

Zweck dieser Arbeit ist, die kompensierte Doppelstab- und Jochmethode auf Messungen der magnetischen Permeabilität bei kleinen Induktionsdichten anzuwenden. Diese Methode wurde gewählt, weil sie anscheinend von Fehlern infolge ungleichmäßiger Magnetisierung des magnetischen Kreises frei ist und weil es möglich ist, ein ballistisches Galvanometer mit aufgehängter Spule zu benutzen, mit dem es sich besser arbeiten läßt als mit dem Magnetometer.

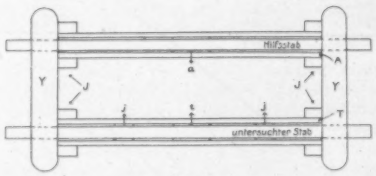


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt die Verteilung der magnetisierenden Spulen. T ist der Windungsraum des Solenoids für die Hauptmagnetisierung, A der Windungsraum für das Solenoid der Hilfsmagnetisierung; t und a sind Probespulen mit gleichen Windungszahlen, die ein zu prüfendes und ein Hilfsexemplar bzw. umgeben; j ist eine Endprobespule, von der je eine Hälfte über den beiden Enden des Prüfstabes steckt. Die Gesamtzahl der Windungen dieser Spule ist dieselbe wie in t und a.

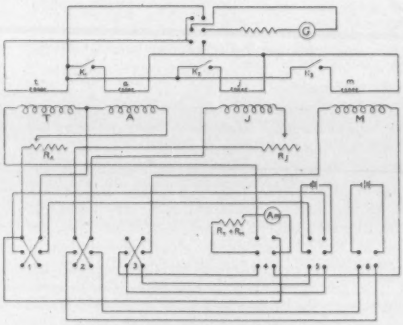
Um Gleichförmigkeit des Induktionsflusses herzustellen, sind die Probespulen t und a mit einem Galvanometer derart in Serie geschaltet, daß eine gleichzeitige Kommutierung der magnetisierenden Ströme in den Spulen T und A umgekehrt gerichtete Induktionsströme in den beiden Probespulen erzeugt. Die Stromstärke in A wird einreguliert bis eine gleichzeitige Umkehrung der beiden Ströme keine Ablenkung bewirkt. Sodann wird die Probespule a durch die Probespule j ersetzt und die Gleichheit des Induktionsflusses in t und j durch Stromregulierung in j bewirkt.

Aus Burrows' Untersuchungen im Bureau of Standards ist bekannt, daß wenn in diesen Teilen des Stromkreises Gleichheit des Induktionsflusses vorhanden ist, dasselbe angenähert auch in allen anderen Stellen der Fall sein wird. Diese Messungen sind vom Verfasser sorgfältig wiederholt worden und die Ergebnisse zeigen, daß der Ausgleich praktisch vollständig ist.

Zwecks Messung des magnetischen Verhaltens bei kleinen magnetisierenden Kräften wurde ein für diesen Fall geeignetes Paar magnetisierender Spulen von 25 cm Länge hergestellt und so gewickelt, daß die Anzahl der

Windungen pro cm so niedrig wie praktisch möglich war. Eine dritte magnetisierende Spule mit vier Abteilungen wurde derart über die beiden ersten gelegt, daß ein Abschnitt auf jedes Jochgelenk kam. Die Anordnung hatte große Ähnlichkeit mit Burrows' permanentem Permeameter, ausgenommen, daß infolge der verschiedenen Art der Probleme die Konstanten der Spulen notwendigerweise verschieden waren. Dieses Permeameter wird in folgendem als Permeameter P_1 angeführt werden.

Die Methode des Verfahrens bestand darin, die Versuchsobjekte und Joche sorgfältig zu entmagnetisieren, wie in einem folgenden Paragraphen ausgeführt werden wird, und Kompensierung zu erzielen, indem man den Strom in der kompensierenden Spule so lange einreguliert, bis im mittleren Teil und am Ende jedes Stabes gleiche Galvanometerausschläge erzielt wurden. Es erwies sich, daß dies bei jedem untersuchten Stück der Fall war. Die Frage der Galvanometerempfindlichkeit bot einige Schwierigkeiten, doch wurden Ausschläge von gut ablesbarer Größe dadurch erhalten, daß man Fernrohr und Skala in etwa 5 m Abstand vom Galvanometer aufstellte. Die Probespulen enthielten 3383 Windungen und waren so montiert, daß sie leicht und schnell über dem Versuchsexemplar verschoben werden konnten. Der Stromkreis ist aus Figur 2 ersichtlich.



Permeameter für direkte Ablesung.

Fig. 2.

Zwei Kriterien für vollständige Entmagnetisierung kamen in Anwendung. Das erste war die Möglichkeit der Erzielung gleicher Resultate bei mehrfach wiederholten Beobachtungen. Das zweite bestand darin die Probeexemplare aus dem Permeameter P_1 herauszunehmen und in das Permeameter P_2 (ein Duplikat des im Bureau of Standards gebrauchten Permeameters) zu legen und die Kurve mit dieser zweiten Anordnung unter Verwendung von magnetisierenden Kräften fortzusetzen, deren kleinste unter die höchsten gehörte, die durch das Permeameter P_1 zugeführt wurden. Dies zweite Kriterium erscheint berechtigt, weil angenommen wurde, daß, wenn die Entmagnetisierung überhaupt vollkommen war, die Anwendung der gleichen magnetisierenden Kraft in beiden Apparaten die gleiche Induktionsdichte ergeben müßte. Es ist eine wohlbekannte Tatsache, daß bei den gewöhnlichen Entmagnetisierungsmethoden es außerordentlich schwer ist fortlaufende Beobachtungsreihen für $\mathfrak{H}$-Werte aufzunehmen, die unterhalb 3 oder 4 Gauß liegen.

Zur Prüfung der Möglichkeit die Resultate zu wiederholen, wurden an einer Reihe von Stäben für Werte bis zu etwa 0,18 G., die Beobachtungen gegen 10mal wiederholt. Durchweg wurde völlige Übereinstimmung erreicht.

Aus den Kurven sind die an 4 Exemplaren erhaltenen Resultate zu ersehen. A und B waren zylindrische Stäbe von kreisförmigem Querschnitt, während C und D Bündel von Eisendrähten darstellen. Exemplar A war aus weichem Stahl; B, C und D bestanden aus Schmiedeeisen.

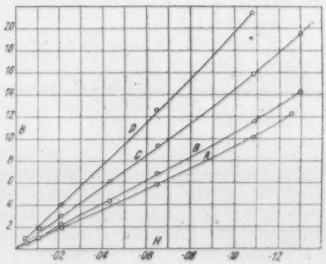


Fig. 3.

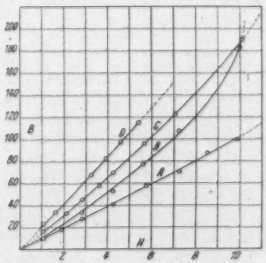


Fig. 4.

Trotzdem Spulen und Joche der Burrowsschen Anordnung fast genaue Duplikate der Teile des Apparates aus dem Bureau of Standards sind, ist der ganze Aufbau der Apparatur und der Gang der Messung nicht in allem ebenso wie der in Washington gebräuchliche. Größtenteils sind die Verschiedenheiten durch lokale Bedürfnisse und Anpassungen begründet. Eine Eigentümlichkeit des abgeänderten Verfahrens jedoch ist wohl besonderer Aufmerksamkeit wert, nämlich die spezielle Methode, durch die man das Permeameter für direkte Ablesungen verwendet. Das übliche Verfahren Induktionsdichten zu messen, besteht darin, entweder den Strom der Primärspule der gegenseitigen Induktion abzugleichen oder den Wert der gegenseitigen Induktion selbst einzuregulieren, bis eine gleichzeitige Stromkommutierung in der magnetisierenden Spule und der Primärspule der gegenseitigen Induktion eine Nullablenkung des Galvanometers bewirkt, das in Serie mit den beiden Sekundärspulen liegt, die selbst so angeordnet sind, daß die induzierten Ströme entgegengesetzte Richtung haben. Dies bedeutet, daß die Gleichung für $\mathfrak{B}$ die Form

$$\mathfrak{B} = \frac{M \cdot i}{A \cdot S}$$

annimmt, wobei

M = Gegenseitige Induktion
i = Strom durch die Primärspule der gegenseitigen Induktion
A = Querschnittfläche des Eisens
S = Anzahl der Sekundärwindungen über dem Eisen
$\mathfrak{B}$ = Induktionsdichte.

Bei allen Apparaturen dieser Art scheint es fast unmöglich zu sein, durch Abgleichen der Induktionswirkung der gegenseitigen Induktion gegen diejenige der Probespule, ruhige Nullstellung des Galvanometers zu bewirken.

Wenn man sich dem kritischen Wert des Stromes für den genannten Ausgleich nähert, scheint der Galvanometerausschlag, statt deutlich nach der einen oder anderen Seite zu erfolgen in einer Art stattzufinden, die man als „Doppelstoß" (double kick) charakterisieren kann und die außerordentlich schwer zu interpretieren ist. Alle bisherigen Versuche von dieser lästigen Schwierigkeit frei zu werden, wie Änderung der Galvanometerperiode und Anpassung der Zeitkonstanten der beiden Teile des Stromkreises, haben versagt. Diese Ungewißheit darüber, was in der Nähe des kritischen Punktes vorgeht, ist die Ursache dafür, daß es unmöglich war, einen Faktor zu bestimmen, bei dem die Genauigkeit größer als ein Prozent war.

In dieser Arbeit ist statt der Nullmethode eine andere benutzt worden, die als Messung von $\mathfrak{B}$ durch die Methode „direkter Ablesung gleicher Ausschläge" bezeichnet werden kann. Sie besteht darin, für jeden Wert von $\mathfrak{B}$ einen bestimmten Galvanometerausschlag zu bekommen und dann einen zweiten gleichen Ausschlag dadurch zu erzielen, daß man den Strom vom Wert J_M durch die Primärspule der gegenseitigen Induktion hindurchleitet. Dies bedeutet, daß $\mathfrak{B}$ direkt proportional zu J_M ist, so daß die Milliamperemeterskala durch eine solche ersetzt werden kann, an der man die Induktionsdichte direkt abliest.

Dasselbe Milliamperemeter kann auch für direkte Ablesung der $\mathfrak{H}$-Werte benutzt werden, wenn man das Milliamperemeter und einen Kontrollrheostaten mit den Mittelpunkten eines doppelpoligen Umschalters verbindet, wodurch es möglich wird, das Milliamperemeter nebst Kontrollrheostaten entweder in den Stromkreis der Hauptmagnetisierungsspule oder in den primären Kreis der gegenseitigen Induktion zu verlegen. Dies bedeutet, daß das Milliamperemeter zwei Skalen braucht, deren eine direkt nach $\mathfrak{B}$-Werten geeicht ist, während man die andere so eichen kann, daß $\mathfrak{H}$-Werte abgelesen werden. Bei der Apparatur der Purdue-Universität wird eine einmal geeichte gegenseitige Induktion benutzt und ein Milliamperemeter, das zwei Strombereiche hat, woraus folgt, daß man sowohl für $\mathfrak{B}$ wie für $\mathfrak{H}$ je zwei Meßbereiche hat. $\mathfrak{H}$-Werte zwischen 2 und 500 Gauß lassen sich genau ablesen, während die $\mathfrak{B}$-Werte von 200 Gauß bis hinauf zu dem üblichen Maximum gemessen werden können.

Bei den genauen Messungen zur Bestimmung des magnetischen Verhaltens des Eisens für schwache magnetisierende Kräfte ist es sehr wichtig, vollständige Entmagnetisierung zu erlangen. Gumlich und Rogowski haben wie es scheint gute Resultate durch eine spezielle Modifikation des üblichen Verfahrens erzielt, das in der Verwendung eines abnehmenden kommutierten magnetisierenden Stromes besteht. In der vorliegenden Arbeit wurde die Entmagnetisierung nach der üblichen Methode vorgenommen, d. h. durch allmähliches Schwächen und gleichzeitiges Kommutieren des magnetisierenden Stromes, unterstützt durch mechanische Erschütterung des Versuchsobjektes im Erdfeld vermittels Klopfens mit einem Stück harten Holzes. Bei aller Einfachheit erwies sich diese Methode an den untersuchten Exemplaren als sehr wirksam. In allen Fällen wurde der Stab auf Entmagnetisierung mit Hilfe einer gleitenden Spule von etwa 3400 Windungen geprüft, die mit einem ballistischen Galvanometer in Serie

geschaltet war. Durch fortgesetzte Annäherung wurde der neutrale Zustand hergestellt,

Entgegen den Erfahrungen Gumlichs und Rogowskis kam es im Verlauf dieser Arbeit nicht vor, daß der Galvanometerausschlag sich mit der Anzahl der Kommutierungen änderte, d. h. der Ausschlag bei der ersten Kommutierung war, soweit es sich nachweisen ließ, dem bei der zwanzigsten oder irgendeiner anderen nachfolgenden Kommutierung gleich.

Es läßt sich gegen diese wie gegen jede andere ballistische Induktionsmethode ein schwerwiegender Einwand erheben, der darin besteht, daß die Messungen mit dem ballistischen Galvanometer etwas abweichende Werte ergeben können, weil das Galvanometer nicht befähigt ist, die „magnetische Viskosität" zu berücksichtigen.

Die Tatsache, daß beim Eisen der Übergang in einen neuen magnetischen Zustand durchaus nicht momentan erfolgt, ist durch Versuche Ewings[1]) mit Sicherheit nachgewiesen. Er schreibt folgendes: „Wenn der magnetisierende Strom auf lange Drähte weichen Eisens entweder stufenweise oder mehr oder weniger plötzlich einwirkte, war ein deutliches Hinaufkriechen des Magnetometerausschlages nachdem der Strom einen konstanten Wert angenommen hatte, zu beobachten. Dasselbe war manchmal so beträchtlich, daß ich mehrere Minuten warten mußte, ehe ich die Ablesungen am Magnetometer vornehmen konnte."

Da der Zeitverlust bei der Magnetisierung ziemlich groß sein kann, gibt das ballistische Galvanometer, das nicht darauf eingerichtet ist, langsame stetige Veränderungen anzuzeigen, einen Ausschlag, der kleiner ist als es dem konstanten Endwert von $\mathfrak{B}$ entspricht.

Wenn die beiden Kriterien für vollständige Entmagnetisierung: Möglichkeit, die Messungsresultate zu wiederholen und die Möglichkeit, verschiedene Teile der Kurve, die bei verschiedener Anordnung bestimmt wurden, zur Deckung zu bringen, beweisend sind, scheint es berechtigt, zu sagen, daß die kompensierte Doppelstab- und Jochmethode sich gut für Messungen des magnetischen Verhaltens des Eisens bei schwachen magnetisierenden Kräften eignet.

Versteht man unter „Anfangspermeabilität" die konstante Beziehung zwischen $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ unterhalb eines sehr niedrigen Wertes der magnetisierenden Kraft, so kann man annehmen, daß bei Erhöhung der Galvanometerempfindlichkeit diese Methode sich dafür eignen würde, eine genaue Prüfung der Existenz dieser Größe durchzuführen. Wahrscheinlich kommt der niedrigste Wert in jeder der Kurven diesem Betrag sehr nahe. Es ist zu hoffen, daß sich eine umfassende Untersuchung für noch kleinere Werte, als in dieser Arbeit erzielt wurden, ermöglichen läßt.

Die Ergebnisse zeigen, daß das kompensierte Doppelstab- und Jochpermeameter für Messungen kleiner Induktionsdichten verwendbar ist. Leider war es bei dem gebrauchten Apparat nicht möglich, unterhalb 0,005 Gauß genaue Messungen auszuführen. Ein für diesen Zweck konstruiertes Galvanometer von hoher ballistischer Empfindlichkeit wird uns in den Stand setzen bei kleineren magnetisierenden Kräften zu messen. Die Empfindlichkeit für die niedrigsten Punkte in dieser Arbeit war etwa $6 \cdot 10^{-9}$ Coulombs pro mm. Eine Vermehrung der Anzahl von Sekundärwindungen über eine gewisse Grenze hinaus kann für einen gegebenen Wert von $\mathfrak{B}$ den Ausschlag nicht vergrößern, weil dadurch zugleich der Widerstand im Galvanometerkreis vermehrt wird.

Herrn G. W. Sherman von der Physikalischen Abteilung der Purdue-Universität habe ich für den Vorschlag zu danken, das System „gleicher Ausschläge" statt der Nullmethode an Burrows' Permeameter anzuwenden.

Die Untersuchung wurde angeregt von Professor C. M. Smith, der sich lebhaft an der Durchführung beteiligt hat. Ich habe ihm für viele wertvolle Anregungen in jedem Stadium der Arbeit zu danken.

Physikalisches Laboratorium, Purdue-Universität Lafayette, Indiana, März 1914.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Luise Friedburg.)

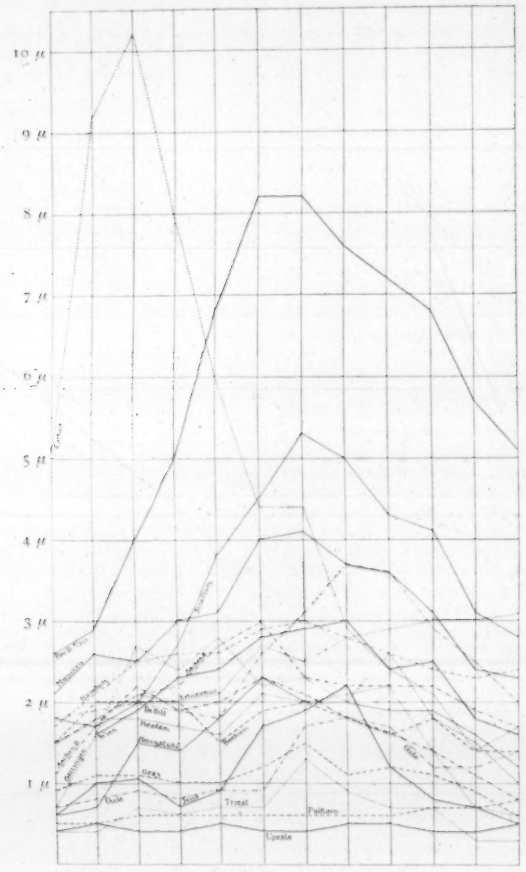
(Eingegangen 19. März 1914.)

1) Phil. Trans. 1885, S. 569.

Über mikroseismische Bodenunruhe.

Von B. Gutenberg.

In dieser Zeitschrift (**15**, 415, 1914) hat Herr W. Pechau kürzlich einen Teil der über den obengenannten Gegenstand veröffentlichten Arbeiten angegriffen und sich dabei vorwiegend mit meiner Dissertation befaßt. Herr Pechau führt zunächst wieder neue Bezeichnungen ein, indem er die „mikroseismischen Bewegungen I. Art", wie jetzt meist die Bewegungen mit 4—10-sec-Periode genannt werden, einfach mit der für alle derartigen Bewegungen gültigen Bezeichnung „mikroseismische Bewegungen" belegt, während er für die „Bewegungen II. Art" wieder die alte, unglückliche Bezeichnung „Pulsationen" einführt, die nie eine bestimmte Be-



Mikroseismische Bodenunruhe am 12. u. 13. Dezember 1911.

deutung gewonnen hat, da sie jeder für etwas anderes benutzte, und nur zu Mißverständnissen Gelegenheit geboten hat. Herr Pechau erklärt die Bewegungen I. Art für eine „rein lokale Erscheinung, die durch Windwogen hervorgerufen wird". Daß die Bewegung nicht lokal ist, hat m. E. zuerst Schneider in Wien ausgesprochen, in meiner Dissertation habe ich weitere Beispiele gegeben, und schließlich zeigen die Kurven, die O. Hecker in „Ergebnisse der Beobachtung der mikroseismischen Bewegungen an den europäischen Stationen an vier Tagen des Winters 1911/12"[1]) wiedergibt, daß Maxima gleichzeitig in ganz Zentraleuropa auftreten. Die beigegebene Figur ist dieser Veröffentlichung entnommen, und man sieht, daß an diesen Tagen auch in Jena das Maximum gleichzeitig mit dem Maximum an den übrigen Stationen

1) Mitteilungen des Zentralbureaus der intern. seismologischen Assoziation, 1913, Nr. 2; Gerlands Beiträge zur Geophysik, XIII, Beilage zu Heft 2.

auftritt. Aber auch mit den „Windwogen" dürfte Jena ziemlich allein stehen, denn es haben u. a. Mazelle für Triest, Hecker für Potsdam, Klotz für Ottawa, Fürst Galitzin für Pulkovo, Schneider für Wien und ich selbst für Göttingen keinen Einfluß des lokalen Windes auf die vorliegende Art der Bodenunruhe gefunden, was auch Herrn Pechau beim Studium der Literatur sicherlich aufgefallen ist. Daß die Meeresbrandung nicht lebhaften Luftbewegungen auf dem Festland parallel läuft, wie Herr Pechau meint, ergibt sich aus dem Betrachten der Wetterkarten. Im übrigen waren am 13. Dez. 1911, für den die Kurven der Figur gezeichnet sind, nirgends über dem Festland bemerkenswerte Luftströmungen. Nur Süd-England und die Normandie hatten Sturm und starke Brandung. Dies widerspricht nicht meinen Vermutungen, denn ich gab an, daß die Ursache „vorherrschend" die Brandung in Süd-Norwegen sei, und sage S. 31 meiner Dissertation[1]): „Vielleicht spielen noch extreme Fälle anderer Brandungen mit", sowie ebendort „doch ist es auch möglich, daß extreme Fälle von Brandungen an kleineren Steilküsten (z. B. Normandie, Britische Inseln) sich ebenfalls bemerkbar machen". Herr Pechau schreibt weiter: „Die mikroseismische Bewegung ist ... von der Temperatur abhängig. Im Sommer ist die Größe der Bodenbewegung etwa 0,5 μ ..., im Winter dagegen sind Bewegungen von 15—20 μ ... durchaus nicht selten". Herrn Pechau scheinen also die „Windwogen" als Ursache nicht zu genügen, er schließt aus der jährlichen Periode der Bewegungen auf einen Zusammenhang mit der Temperatur, er weiß aber nicht, ob er die Veränderungen der Periode und Amplitude im Laufe eines Jahres den „Luftdruckschwankungen" (?) oder der „Veränderung der Elastizität der obersten Erdschichten durch Frost" zuschreiben soll. Herr Pechau hält also mehrere ganz verschiedenartige meteorologische Elemente (Windwogen, Temperatur, Luftdruckschwankungen) gleichzeitig für die Ursachen der Bewegungen I. Art; hier ist doch die in meiner Dissertation von mir vertretene Wiechertsche Hypothese (Brandung an Steilküsten als Ursache) einfacher, denn ich konnte zeigen, daß die Größe der Bodenunruhe in Göttingen und die Größe der Brandung in Süd-Norwegen sogar in Einzelheiten die gleiche jährliche Periode besitzen. Jena ist wohl auch die einzige Station, an der Bewegungen I. Art von 15—20 μ im Winter „durchaus nicht selten" sind.

1) B. Gutenberg, Die seismische Bodenunruhe, Göttinger Dissertation 1911, und Gerlands Beiträge zur Geophysik XI.

Als Ursache der Bewegungen II. Art hat Hecker für Potsdam den Wind angegeben, Wilip hat dieses Resultat für Pulkovo bestätigt. Herr Pechau meint dagegen, diese Bewegungen seien einzig vom „Luftdruckgradienten" abhängig. Es ist aber einerseits sehr schwer, diesen Einfluß vom Einfluß des Windes zu trennen, da ja beide parallel gehen, andererseits sehe ich nicht, wie der Gradient selbst (nicht dessen Änderung!) Bodenbewegung hervorrufen sollte, etwa bei völliger Konstanz der Luftdruckverteilung.

Wenn ich diese Ausführungen vor Veröffentlichung des genauen Zahlenmaterials mache, so geschieht dies einmal, weil Herr Pechau bereits in der vorläufigen Mitteilung fast in jedem Absatz sich mit meiner Dissertation beschäftigt, andererseits aber auch, weil es möglich war, Herrn Pechau lediglich auf Grund des bereits vorhandenen Materials zu antworten.

Straßburg i. E., 21. April 1914.

(Eingegangen 22. April 1914.)

Ein Universalschalter.

Von A. Krause.

Für viele Zwecke ist es erwünscht, die gebräuchlichen Quecksilberschalter durch Apparate ohne Quecksilber zu ersetzen. Ich habe aus diesem Grunde einen Schalter[1]) konstruiert, der die Anwendungsmöglichkeiten der Wippen mit 4 und 6 Quecksilbernäpfen in sich vereinigt und

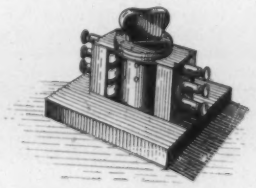


Fig. 1.

außerdem Schaltmöglichkeiten gibt, die bei gewissen Versuchen, z. B. solchen über Polarisation, von Vorteil sein können.

Auf einer Grundplatte aus Schiefer stehen zwei Säulen mit rechteckiger Grundfläche (Fig. 1). Zwischen ihnen befindet sich ein Hohlzylinder,

1) Der Schalter wird nach meinen Angaben von der Firma Gebr. Ruhstrat Göttingen, gebaut und zum Preise von 8,50 M. in den Handel gebracht. Eine ausführlichere Beschreibung findet sich in der Zeitschr. f. mathem. u. naturw. Unterr. **45**, 103, 1914.

Fig. 2.

der mittels eines Griffes gedreht werden kann. Säulen und Zylinder bestehen aus Porzellan. Jede Säule hat drei Polklemmen, mit welchen auf der Innenseite in entsprechender Höhe drei U-förmige Flachfedern leitend verbunden sind. Der Zylinder trägt Kontaktstücke, welche die verschiedenen Verbindungen herstellen. Fig. 2 zeigt schematisch die den drei Schaltstellungen entsprechenden Verbindungen.

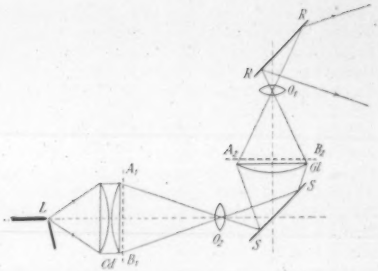
(Eingegangen 24. Februar 1914.)

Über eine Projektionseinrichtung zur gleichzeitigen Projektion horizontaler und vertikaler Gegenstände.

Von E. Klupathy.

Unter allen möglichen Anordnungen des Projektionsapparates im Hörsaale wird man immer die bevorzugen, welche die Projektion auf die Wand bzw. Projektionsschirm hinter dem Experimentiertisch, direkt gegenüber den Hörern ermöglicht. Zu diesem Zwecke ist im Hörsaale des hiesigen Instituts, wie üblich, die hintere aufschiebbare Tafel neigbar angeordnet und möglichst mattweiß angestrichen. Ein horizontaler Gegenstand (z. B. eine Bussole mit Glasskala) läßt sich dann mittels des sog. Vertikalprojektionsapparates ohne weiteres auf diese projizieren, auch wenn der Apparat direkt vor dem Experimentiertische steht (was immer bequem ist) ein vertikaler Gegenstand dagegen nur aus größerem Abstand bzw. höherer Aufstellung des Apparates.

Diesen Übelstand kann man durch die zu beschreibende Vereinigung des Horizontal- und Vertikalprojektionsapparates eliminieren; zugleich hat man den großen Vorteil, horizontale und vertikale Gegenstände ohne jegliche Änderung der Anordnung nacheinander oder auch gleichzeitig projizieren zu können. Die Figur zeigt das schematische Bild der Anordnung und den Strahlengang. Die Lichtquelle (L), der Kondensor (Kd) und das Projektionsobjektiv O_2 bilden zusammen einen gewöhnlichen Projektionsapparat, der Spiegel S, der Kondensor (Kl), das Objektiv O_1 und der Reflexionsspiegel R



einen Vertikalprojektionsapparat. Nun sind aber $A_1\,B_1$ und $A_2\,B_2$ in bezug auf das Objektiv O_2 konjugierte Ebenen, so daß der in $A_1\,B_1$ angebrachte vertikalstehende Gegenstand in $A_2\,B_2$ abgebildet wird, wobei die Linse Kl als Kollektorlinse wirkt: die Ebene $A_2\,B_2$ wird dann wieder durch O_1 auf den Schirm abgebildet. Will man also einen vertikalen Gegenstand (Voltaelement, Elektroskop usw.) projizieren, so stellt man ihn vor den Kondensor Kd, einen horizontalen aber (Bussolen, Galvanometer usw.) auf den Kollektor Kl; man kann aber ebensogut beide gleichzeitig projizieren, um z. B. zu zeigen, wie in einem Voltaschen Element bei der Stromschließung die Hydrogenblasenentwicklung mit dem Galvanometerausschlag zugleich erfolgt oder um an dem Bild eines Elektroskops, das keine Skala besitzt, eine solche anzubringen, usw.

Als Lichtquelle dient eine automatisch regulierende Bogenlampe mit horizontalstehender Positivkohle. Eine solche Anordnung der Kohlen habe ich bereits im Jahre 1895 angegeben und die damals von der Firma Süß in Budapest verfertigte Lampe[1]) für Handregulierung ist mit geringen Änderungen auch jetzt noch dauernd im Gebrauch. Später (1897) habe ich auch vergleichende photometrische Messungen betreffs der Wirksamkeit dieser Anordnung ausgeführt im „Central Technical College" in London bei Prof. W. E. Ayrton.[2]) Es stellte sich heraus, daß man durch langsame Drehung der positiven Kohle um ihre Achse eine ganz gleichmäßige und symmetrische Abbrennung erreichen und die Schrägstellung der Kraterfläche verhindern kann, doch vermindert die Rotation etwas die Intensität, auch wenn in 30 Minuten nur eine Um-

1) S. in ungarischer Sprache in den „Mathematikai és Physikai Lapok" 5, 113–115, 1896.

2) Mathematikai és Physikai Lapok 8, 23, 1899. Die Lampe war auch Gegenstand eines englischen Patentes im Jahre 1896.

drehung erfolgt. Man erreicht aber denselben Effekt, nämlich die Vertikalstellung des Kraters und damit eine gute Lichtausbeute, in einfacher Weise dadurch, daß man die Kohle oben so abfeilt, daß aus dem kreisförmigen Querschnitt ein Kreissegment von der Höhe etwa $^1/_4$ bis $^1/_5$ Halbmesser wegfällt.

Es soll noch erwähnt werden, daß durch die Verschiebung beider Objektive auch die Vergrößerung geändert werden kann, mit der die vertikale Ebene A_1 B_1 abgebildet wird, was sich in manchen Fällen als nützlich erwiesen hat, wie auch der ganze Apparat (hergestellt in den Werkstätten des Instituts) seit drei Jahren sich am besten bewährte. Der Apparat kann von der Firma Franz Schmidt & Haensch in Berlin bezogen werden.

Budapest, II. physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 23. April 1914.)

BESPRECHUNGEN.

W. Meinardus, Meteorologische Ergebnisse der Deutschen Südpolarexpedition 1901—1903 und der Internationalen Meteorologischen Kooperation 1901—1903, Tabellen. Deutsche Südpolarexpedition 1901 bis 1903. Im Auftrage des Reichsamtes des Innern herausg. v. E. v. Drygalski. Bd. IV, Meteorologie. II. Bd., Heft III: Meteorologische Ergebnisse der Seefahrt des „Gauss" 1901—1903 und Ergebnisse der Luftdruckbeobachtungen der internationalen Meteorologischen Kooperation 1901—1904. VIII u. 208 S. Berlin, G. Reimer. 1913. Preis M. 48.—

Auf 452 Seiten des großen Formats werden die Einzelbeobachtungen sowohl der Winterstation des „Gauss" als auch der Kerguelenstation bekannt gegeben, sowie jene von der Ausreise wie Heimreise des Expeditionsschiffs. Die Luftdruckwerte der Kooperation sind in Monatsmitteln zusammengefaßt worden. Nippoldt.

G. W. Walker, Modern Seismology. gr. 8. XII u. 88 S. mit Figuren im Text und auf Tafeln. London, Longmans, Green & Co. 1913. 5 sh net.

Das vorliegende Bändchen der Sammlung: Monographs on Physics (herausgeg. von J. J. Thomson u. Frank Horton) enthält eine zusammenfassende Darstellung der praktischen Seismik, umfassend die Technik der Seismographen und die Analyse der Bodenbewegungen.

Der erste Teil, Seismometry betitelt, handelt über die Instrumentenkunde. Die allgemeine Theorie der Seismographen wird in den Grundlinien entwickelt und durch ein Kapitel über die mechanische und elektromagnetische Registrierung wesentlich ergänzt. Hieran schließt sich die an Beispielen erläuterte Konstantenbestimmung der Seismographen nach Milne, E. Wiechert, Fürst Galitzin. Textfiguren und Abbildungen unterstützen die Beschreibung der gen. Apparattypen wirksam. Das Schlußkapitel enthält außer den Bemerkungen über die Aufstellung der Apparate noch Ansichten des Verf. über mögliche Fortschritte in der Konstruktion der Seismographen.

Der zweite Teil des Buches, der die nicht sehr glückliche Bezeichnung Seismogeophysics führt, leitet mit einem Auszug aus der Elastizitätstheorie über kleine Schwingungen eines begrenzten isotropen und homogenen Körpers über zu der Deutung der Seismogramme. Hierbei zeigt Verf. sehr klar, wie die Nichtübereinstimmung der skizzierten Theorie mit den Erfahrungen über die Laufzeiten und Emersionswinkel der Wellen zwingt, die Annahme einer homogenen und isotropen Erde aufzugeben. Die Methode der Strahlberechnung, für welche die Lösung von Bateman angeben ist, würde sich nun vorzüglich für die weitere Erforschung der Konstitution des Erdinnern eignen, dazu müßte jedoch die Laufzeitfunktion genau bekannt sein, auch für Entfernungen über 12000 km, woran es einstweilen noch fehlt. Die Methoden zur Lokalisierung der Epizentren werden an Beispielen erläutert, sehr unsicher dagegen bleiben noch die Bestimmungen der Herdtiefe. Über die Erscheinungen nicht seismischen Ursprungs: die Gezeiten der festen Erdrinde und die mikroseismische Bodenunruhe, berichtet das vorletzte Kapitel. Es finden sich die Arbeiten von Love, Schweydar und die Resultate der Beobachtungen von Hecker und von Orloff angegeben.

Das inhaltsreiche kleine Buch, dem teils verkleinerte Reproduktionen von Seismogrammen der Pendel nach Milne, Wiechert, Galitzin beigegeben sind, kann als Einführung in die praktische Seismik warm empfohlen werden. In den theoretischen Ausführungen finden sich einige Ungenauigkeiten, ihre Erwähnung mag der Besprechung in der Fachzeitschrift vorbehalten sein.

Ansel.

J. Herrmann, Elektrotechnik, Einführung in die Starkstrom-Technik, IV. Teil: Die Erzeugung und Verteilung der elektrischen Energie. 8. 140 S. mit 96 Figuren im Text und 64 Abbildungen und 16 Tafeln. (Sammlung Göschen, Nr. 657.) Berlin und Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1913. Gebunden M. —.90

Der vierte Teil der Einführung in die Elektrotechnik, die Erzeugung und Verteilung der elektrischen Energie, reiht sich würdig seinen Vorgängern an. Die übersichtliche frische Darstellungsweise, die klaren technischen Zeichen und die instruktiven Abbildungen verraten deutlich den erfahrenen Hochschullehrer, der es versteht, sein Thema in lebendiger, anschaulicher

Form wiederzugeben. Wer sich rasch auf diesem Gebiete der Elektrotechnik unterrichten möchte, dem kann man dieses Buch nur empfehlen. Eine angenehme Zugabe bildet ein Verzeichnis der bekannten größeren Werke, in denen einzelne Spezialgebiete besonders ausführlich behandelt sind, die hier natürlich nur kurz skizziert werden können. Alfred Wertheimer.

H. Brearly, Die Wärmebehandlung der Werkzeugstähle. Autorisierte deutsche Bearbeitung der Schrift: „The heat treatment of tool steel" von R. Schäfer. gr. 8. XII u. 253 S. mit 199 Figuren. Berlin, Julius Springer. 1913. Gebunden M. 8.—

Die deutsche Ausgabe des bekannten, kürzlich in dieser Zeitschrift (**14**, 605, 1913) besprochenen englischen Werks, hat durch die selbständige Neubearbeitung sehr gewonnen, so daß sie eines der besten Werke bildet, welche es auf diesem Gebiete gibt. Goerens.

Sonderabdrucke aus der „Helios" (Fach- und Exportzeitschrift für Elektrotechnik). gr. 8. Leipzig, Hachmeister & Thal.

G. Brion, Die technischen Strom- und Spannungsmesser. 14 S. mit 23 Fig. 1909. M. 1.—

K. Fischer, Technische Widerstände. 15 S. mit 55 Fig. 1909. M. 1.—

H. Hausrath, Die Galvanometer. 26 S. mit 42 Fig. 1909. M. 1.—

H. Hausrath, Die Saitengalvanometer, ihre optischen Hilfsmittel und ihre Anwendungen. 42 S. mit 35 Fig. 1911. M. 1.—

H. Hausrath, Apparate und Verfahren zur Aufnahme und Darstellung von Wechselstromkurven und elektrischen Schwingungen. 132 S. mit 127 Fig. 1913. M. 3.—

E. Orlich, Über Strom- und Spannungswandler. 23 S. mit 14 Fig. 1912. M. —.80

G. Schulze, Quecksilberdampfgleichrichter. 16 S. mit 14 Fig. 1911. M. —.50

Eine Anzahl zusammenfassender Aufsätze aus verschiedenen Gebieten gibt der Verlag der bekannten Zeitschrift „Helios" nunmehr auch einzeln in Buch- bzw. Heftform heraus.

Der Aufsatz von Brion über die technischen Strom- und Spannungsmesser behandelt die physikalisch-technischen Grundlagen dieser Instrumente in gemeinverständlicher Weise.

In einem weiteren Hefte bespricht K. Fischer die Konstruktion technischer Widerstände, die bisher für die verschiedensten Zwecke vorgeschlagen bzw. angewendet worden sind.

Zwei Abhandlungen von Hausrath befassen sich mit den Galvanometern und Saitengalvanometern; es werden darin die Wirkungsweise, die Konstruktionsgrundsätze und die Anwendungen dieser Instrumente betrachtet. Die Schrift über die Galvanometer gibt eine gute Übersicht über die bisher bekannt gewordenen Ausführungsformen; ihre Haupteigenschaften, Hersteller und Preise sind in Tabellen zusammengestellt, die besonders dort von Nutzen sein dürften, wo die Frage der Beschaffung eines derartigen Instrumentes zur Erörterung steht.

In dem Aufsatz über die Saitengalvanometer wird das Schwergewicht auf die Erläuterung ihres praktischen Gebrauchs gelegt; diesem Zwecke dient neben der Beschreibung der Apparate die Angabe von praktischen Winken, die beim Experimentieren zu beachten sind.

Nach ähnlichen Gesichtspunkten ist die Abhandlung über die Apparate und Verfahren zur Aufnahme von Wechselstromkurven verfaßt. Sie enthält eine eingehende Beschreibung der verschiedenen Arten von Oszillographen einschließlich derer, die auf der Verwendung von Kathoden- und Glimmlichtröhren beruhen, sowie der Kontaktapparate.

Die Theorie der Meßtransformatoren behandelt Orlich durch eine glückliche Verbindung von Zeichnung und Rechnung in zugleich anschaulicher und exakter Weise. Wer sich über die Eigenschaften und die Prüfung dieser für die moderne Hochspannungstechnik so wichtigen Apparate näher unterrichten will, dem kann die kleine lesenswerte Schrift Orlichs nur empfohlen werden.

Der Aufsatz von G. Schulze befaßt sich mit der Einrichtung und der Wirkungsweise der Quecksilberdampfgleichrichter für Wechselstrom und Drehstrom. Da sich diese Apparate in der Praxis mehr und mehr einbürgern, wird auch diese Abhandlung, die in kurzer Darstellung alles Wesentliche bringt, vielen willkommen sein.

Zum Schlusse sei noch hervorgehoben, daß bei den besprochenen Abhandlungen an Abbildungen nicht gespart worden ist. K. W. Wagner.

Bücher der Naturwissenschaft. Herausgegeben von Prof. Dr. Siegm. Günther. kl. 8. Leipzig, Philipp Reclam jun.

9. und 14. Band: Franz Adami, Die Elektrizität. Erster und zweiter Teil. 306 S. Mit einem Porträt, 4 farbigen und 12 schwarzen Tafeln, 118 Textfiguren und einem Gesamtregister. 1911/12. Gebunden 1,50 M.

Das mit dem Bildnis des Verfassers geschmückte kleine Buch behandelt im ersten Teile die Elektrostatik und den Magnetismus, im zweiten Teile den Galvanismus, die Erzeugung der Elektrizität durch Wärme, die Induktionserscheinungen, die Induktionsströme und schließlich die elektrischen Maschinen. Es ist mit einer Anzahl vorzüglicher Tafeln versehen, unter denen die farbigen zur Darstellung des Drehstroms besonders zu erwähnen sind, und liest sich angenehm. Leider hat jedoch die Schrift den Mangel, den manche populär geschriebene naturwissenschaftliche Bücher aufweisen, es ist vielfach schwülstig geschrieben und in der Darstellung wiederholt inkorrekt und unklar.

10. Band: Robert Geigel, Die Wärme. 191 S. Mit 4 Tafeln und 32 Zeichnungen im Text. 1911. Gebunden 1 M.

Das recht flott und allgemeinverständlich geschriebene Büchlein enthält das Wissenswerteste aus der Wärmelehre, es berichtet über die Temperatur, die spezifische Wärme, die Änderung des Aggregatzustandes, die Ausbreitung der Wärme, die Erzeugung der Wärme usw. Das Schlußkapitel: Kosmische Wärme enthält unter anderem einen Bericht über die interessanten Arbeiten von G. Sommer über die Wirksamkeit und Verteilung der „Kalt- und Warmpunkte" des menschlichen Körpers. Gering-

fügige Inkorrektheiten bzw. Druckfehler finden sich auf den Seiten 47, 60, 70, 84, 148, 149, 152, 160.

11. Band: Günther Bugge, Chemie und Technik. 190 S. Mit 7 Tafeln und 14 Zeichnungen im Text. 1910. Gebunden 1 M.

Eine vortreffliche kurze Übersicht „über die Wege, auf denen menschlicher Geist und menschliche Arbeit die Umwandlung der Materie in nützlichen Stoff ermöglicht haben". Verbesserungsbedürftig ist der Passus auf S. 52: „Das Magnesiastäbchen der Nernstlampe ist eine feste Lösung verschiedener Metalloxyde (Magnesiumoxyd, Thoroxyd, Ceroxyd, Zirkonoxyd) in Aluminiumsilikat (Ton)."

12. Band: Eugen Alt, Das Klima. 136 S. Mit 3 farbigen Erdkarten und 4 Zeichnungen im Text. 1912. Gebunden 0,80 M.

In leicht verständlicher Form werden hier dem Leser die Grundzüge der modernen Klimakunde übermittelt, insbesondere wird auf die vielfachen Beziehungen hingewiesen, welche sich zwischen den klimatischen Eigentümlichkeiten eines Erdraums zum organischen und anorganischen Leben sowie zudem Kulturzustande desselben ergeben. Das kleine Buch kann zur Orientierung auf diesem Gebiete bestens empfohlen werden.

13. Band: J. B. Messerschmitt, Physik der Gestirne. 196 S. Mit 4 farbigen und 9 schwarzen Tafeln und 21 Zeichnungen im Text. 1912. Gebunden 1 M.

Der hier gegebene gute Überblick über die Methoden und Ergebnisse der Astrophysik enthält in erster Linie eine Besprechung der Spektralanalyse und ihre Anwendungen, ferner Betrachtungen über die Temperatur der Sterne sowie über die Helligkeitsverhältnisse der Gestirne. Das letzte, den veränderlichen Sternen gewidmete Kapitel ist von C. Wirtz verfaßt, da der Tod den verdienten Forscher mitten aus der Arbeit hinweggerissen hat. Eine Anzahl schöner Tafeln gereichen dem Buche zur besonderen Zierde. R. Lucas.

Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures, publiés sous les auspices du comité international, par le directeur du bureau. Tome XV. Paris, Gauthier-Villars 1913.

Den größten Raum des neuen Bandes (134 Seiten Text und 146 Seiten Beobachtungen) nimmt die eingehende Beschreibung der Untersuchungen von J. René Benoit, Ch. Fabry und A. Perot zwecks Auswertung des Meters in Wellenlängen des Lichtes ein. Diese Arbeit, die bereits mehrere Jahre zurückliegt und über die schon mehrfach in physikalischen Zeitschriften berichtet worden ist, wurde unternommen, um die im Anfang der neunziger Jahre des vorigen Jahrhunderts zu ähnlichem Zweck angestellten Beobachtungen Michelsons (vgl. z. B. Scheel, Praktische Metronomie, Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1911, S. 144ff.) zu kontrollieren.

Im Prinzip wird bei der neuen ebenso wie bei der früheren Untersuchung mit Hilfe der Interferenzerscheinung die Zahl der Halbwellenlängen zwischen zwei Glasebenen, deren Entfernung komparatorisch ausgemessen wird, bestimmt; während aber Michelson die Interferenzen im reflektierten Licht erzeugte, beobachteten Benoit, Fabry und Perot im durchgehenden Licht. Ihre „Maßstäbe" sind demnach Luftplatten, die von den einander zugekehrten Seiten ebener, einander paralleler Glasplatten gebildet werden, welche zu diesem Zweck gegen die Enden eines trogförmigen Körpers aus Invar angedrückt werden.

Da eine 1 m dicke Luftplatte wegen mangelnder Interferenzfähigkeit des Lichtes nicht mehr direkt in Wellenlängen ausmeßbar ist, so stellten Benoit, Fabry und Perot vier Hilfsetalons von 50 cm, 25 cm, 12,5 cm und 6,25 cm Länge her, die optisch aufeinander bezogen werden konnten. Der kürzeste dieser Etalons ließ sich in einem aus versilberten Glasplatten bestehenden Interferometer direkt in Wellenlängen auswerten. Das Abzählen der Interferenzen konnte hierbei durch Anwendung einer Koinzidenzmethode erheblich erleichtert werden, die darin besteht, daß man mit mehreren, etwa zwei homogenen Lichtstrahlen verschiedener Wellenlänge gleichzeitig Interferenzen erzeugt und die Anzahl der Konsonanzen und Dissonanzen zählt, die bei einer kontinuierlichen Änderung des Gangunterschiedes durch das Gesichtsfeld gehen.

Als Schlußresultat der Untersuchungen ergibt sich die Länge des Meters in Wellenlängen λ der roten Cadmiumlinie in trockener Luft von 15° der Wasserstoffskala und 760 mm Druck

$$1\text{ m} = 1553\,164{,}13\ \lambda \text{ oder } \lambda = 0{,}643\,846\,96\ \mu.$$

Um einen Vergleich mit den Resultaten Michelsons zu ermöglichen, werden an dessen Werten zwei Korrektionen angebracht. Die eine betrifft die Reduktion der Temperatur auf die Wasserstoffskala und würde den Wert von λ um 31 Einheiten der letzten angegebenen Stelle erhöhen; die zweite soll den Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf die Wellenlänge berücksichtigen, kann aber, da die Beobachtungsdaten fehlen, nachträglich nicht mehr mit voller Sicherheit ermittelt werden. Je nachdem man eine Feuchtigkeit von 50, 60 oder 70 Proz. annimmt, berechnen sich die korrigierten Werte von λ

für 50 Proz. Feuchtigkeit λ = 0,64384704
„ 60 „ „ 0,64384700
„ 70 „ „ 0,64384695,

in genügender Übereinstimmung mit den neueren Daten von Benoit, Fabry und Perot.

Die zweite (Guillaume, 31 S.) und dritte Arbeit (Pérard, 169 S.) des vorliegenden 15. Bandes sind dem Studium der Endmaße gewidmet, deren Ausmessung bereits auf eine hohe Stufe der Vollkommenheit gebracht ist. Beide Arbeiten, die ein kurzes Referat an dieser Stelle nicht gestatten, sind meßtechnisch von großem Interesse und hoher Bedeutung. Die benutzten Methoden und die gewonnenen Beobachtungsresultate werden eingehend mitgeteilt; es ergibt sich, daß die Genauigkeit der Vergleichung von Endmaßen von derselben Größenordnung, wenn nicht gar gleich der Genauigkeit bei der Vergleichung von Strichmaßen ist. Für einen Endmaßesatz von 100, 200, 300, ..., 1000 mm zeigten Messungen im Jahre 1909 und im Jahre 1913 Abweichungen von im Mittel nur 0,3 μ.

Es folgt dann (auf 92 Seiten) der Abdruck des Protokolls der 4. Conférence générale des Poids et Mesures, réuni à Paris en 1907. Diese Konferenz, an der Vertreter aller Staaten der sogenannten Meterkonvention teilnehmen, findet nur in größeren Zeitzwischenräumen statt (die 5. Konferenz tagte im Jahre 1913). Das Protokoll gewährt einen knappen aber erschöpfenden Überblick über die Arbeiten des Bureaus und die Fortschritte des metrischen Maßsystems überhaupt in dem letztvergangenen Zeitraum und kann darum Interessenten zur Lektüre bestens empfohlen werden. Als wesentliche Unterlage für die Verhandlungen der Generalkonferenz diente ein am Schluß des Bandes abgedruckter Bericht von Ch. Ed. Guillaume (92 S.),

der die Beständigkeit der verschiedenen Etalons (Meter, Kilogramm, Thermometer), die Grundlagen des metrischen Maßsystems (Auswertung des Meters in Wellenlängen, Volumen von 1 kg Wasser, Temperaturskalen, den Normalwert der Schwerebeschleunigung und den Normaldruck), die politische Ausbreitung des metrischen Maßsystems und seine verschiedenen wissenschaftlichen und technischen Anwendungen behandelt.

Scheel.

F. M. Jaeger, Eine Anleitung zur Ausführung exakter physiko-chemischer Messungen bei höheren Temperaturen. Mit besonderer Berücksichtigung des Studiums der Mineralsynthese und der Silikatchemie. gr. 8. VII u. 152 S. mit 35 Textfiguren. Groningen, J. B. Wolters. 1913. Gebunden M. 5.50

Der Inhalt dieses sehr brauchbaren Buches sollte unbedingt allen denen bekannt sein, die auf dem Gebiete der hohen Temperaturen arbeiten wollen. Neben der eingehenden Beschreibung der als exakt und bequem erkannten Methoden der Messung hoher Temperaturen ist zum Teil mit sehr scharfer, aber treffender und gut begründeter Kritik an vorliegenden Messungen auf die Fehlerquellen bei Temperaturbestimmungen verschiedener Art aufmerksam gemacht und die Bedeutung durch Beispiele illustriert. Diese eingehende Behandlung der für exakte Messung notwendigen Vorsichtsmaßregeln (Schutz der Thermoelemente gegen Ofengase und Metalldämpfe, speziell vor Iridium; Schwierigkeit der Schmelzpunkt- und Übergangstemperaturbestimmungen durch Beobachtung von Abkühlungsgeschwindigkeiten; Einflüsse von Verunreinigungen auf Schmelztemperaturen u. a. m.) und die Sichtung der Arbeitsmethoden in dem vorliegenden Buch ist ganz besonders deshalb sehr wertvoll, weil die beschriebenen Methoden im Institut des Verfassers (für allgemeine und anorganische Chemie der Universität in Groningen) ausprobiert worden sind, wobei die Erfahrungen des geophysikalischen Laboratoriums in Washington ausgiebig benutzt wurden. So wird das Buch sowohl Studenten als auch Fachleuten der Chemie, Mineralogie und Physik bei Arbeiten auf dem Gebiet der hohen Temperaturen nützlich sein und zweifellos dazu beitragen, daß die unzuverlässigen und wertlosen Arbeitsmethoden aus dem Laboratorium verschwinden. Es ist daher dem Buch eine recht weite Verbreitung zu wünschen.

Es zerfällt in die 6 Kapitel: 1. Die Temperaturmessung. 2. Die Einrichtung der Öfen und Heizapparate (hierin sind auch die modernen Vakuum- und Drucköfen von Ruff, Arsem, Boeke u. a. an der Hand von Abbildungen besprochen). 3. Die exakte Bestimmung der Gleichgewichtstemperaturen. 4. Die mikroskopische Untersuchung und Charakterisierung der festen Phasen. 5. Die optischen und thermischen Daten zur Charakteristik der Bodenkörper und der übrigen festen Phasen, welche bei Silikatuntersuchungen benutzt werden können (24 Substanzen). 6. Einiges über andere Meßmethoden bei extremen Temperaturen (kalorimetrische Bestimmungen, Messungen des spez. Gewichts, der Oberflächenspannung, der elektrischen Leitfähigkeit). Zum Schluß sind einige Tabellen (in der Hauptsache thermometrische Fixpunkte und einige andere thermische Daten) mitgeteilt. Jedem Kapitel ist ferner als Anhang ein ausführliches Literaturverzeichnis beigegeben.

Valentiner.

Gesellschaft für Lindes Eismaschinen, Abteilung für Gasverflüssigung. Technik der tiefen Temperaturen. gr. 8. 63 S. mit 34 Abbildungen. München u. Berlin, R. Oldenbourg. 1913. Gebunden M. 3.—

Dieses Büchlein, das dem 3. internationalen Kältekongreß in Chicago 1913 vorgelegt wurde, gibt eine anschauliche Schilderung der Entstehung und der Entwicklung der Technik der tiefen Temperaturen, die aus der Erfindung der Lindeschen Luftverflüssigungsmaschine hervorgegangen ist. Im ersten Teil (18 Seiten) bespricht der Begründer der neuen Industrie Carl Linde selbst die physikalischen und technischen Grundlagen. In knapper Form, vielleicht freilich zu kurz, um leicht verständlich zu sein, setzt er die Unterschiede der Gasverflüssigungsmethoden auseinander, der Expansion mit und ohne Abgabe von mechanischer Arbeit; an der Hand einiger Diagramme zeigt er, wann seine Methode (Expansion ohne Arbeitsleistung) gerade so viel oder mehr als die andere Methode (Claude) leisten kann. Dann wendet er sich den Trennungsmethoden von Gasgemischen zu, deren vorzüglichste das Rektifikationsverfahren ist, das ihm 1902 geschützt wurde. — Der zweite von R. Wucherer verfaßte Teil (45 Seiten) ist der industriellen und technischen Entwicklung gewidmet. Es ist sehr interessant, an den im zweiten Teil mitgeteilten Zahlen die rasche Ausdehnung und die gegenwärtig große Bedeutung der Kälteindustrie zu verfolgen. So hört man, daß in verschiedenen Ländern der Welt in den Sauerstoffabriken, die von der Gesellschaft Linde direkt oder indirekt ins Leben gerufen sind, nicht weniger als ₣4.4 Millionen cbm Sauerstoff erzeugt werden, wovon 6 Millionen auf Deutschland kommen. Wucherer geht auch auf die Verwertungsarten von Sauerstoff (besonders für Schweißen), von Stickstoff und von Wasserstoff etwas ein. Er erörtert ferner die Konstruktion der Rektifikationen zur Zerlegung der flüssigen Luft sowie die Gewinnung von Wasserstoff aus Wassergas durch fraktionierte Kondensation der weniger flüchtigen Bestandteile (spez. CO).

Valentiner.

G. K. Burgeß u. H. Le Chatelier, Die Messung hoher Temperaturen. Nach der dritten amerikanischen Auflage übersetzt und mit Ergänzungen versehen von G. Leithäuser. gr. 8. XVI u. 486 S. mit 178 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1913. M. 15.—, gebunden M. 16.—

Das Buch ist aus den vor einer Reihe von Jahren von Le Chatelier veröffentlichten Vorlesungen über Messung hoher Temperaturen entstanden. Es ist von Burgeß, der sich selbst ebenso wie Le Chatelier um die Entwicklung der Messung hoher Temperaturen verdient gemacht hat, ins Englische übersetzt und mehrfach umgearbeitet und erweitert worden und liegt nun auch, von neuem mit Ergänzungen versehen, erfreulicherweise in deutscher Übersetzung von Leithäuser vor. In Anbetracht der enormen Fortschritte, die gerade in den letzten Jahren in der Kenntnis der hohen Temperaturen und in der Messung derselben errungen werden konnten, die aber zum Teil den Technikern noch nicht in dem wünschenswerten Umfange bekannt geworden sind, da sie bisher noch nicht zusammenfassend und dabei eingehend behandelt wurden, ist die Umarbeitung und Übersetzung durch die Herren Burgeß und Leithäuser sehr zu begrüßen. Sie wird zweifellos nicht nur der Technik,

sondern auch dem Studenten und Forscher von Nutzen sein.

Die vorgenommenen Erweiterungen beziehen sich in erster Linie auf die optische und elektrische Pyrometrie. So ist dem Thermoelement das 4. Kapitel mit 90 Seiten, dem elektrischen Widerstandsthermometer das 5. Kapitel mit 40 Seiten, den Pyrometern, die auf den Strahlungseigenschaften beruhen, das 6., 7. und 8. Kapitel mit zusammen 120 Seiten gewidmet. Ebenso wie bei der Besprechung des Gasthermometers (Kapitel 2) und der Behandlung der in Kapitel 9 zusammengestellten, sonst nicht besprochenen, anderen pyrometrischen Methoden, wie endlich auch in Kapitel 10, das über die registrierenden Pyrometer handelt, ist in den Kapiteln 4—8 nicht allein das Methodische und die den Methoden anhaftenden Fehlerquellen eingehend beschrieben, sondern es sind außerdem die meisten Typen der auf den beschriebenen Methoden beruhenden Thermometer näher betrachtet worden; ferner wurde meist die erreichbare Genauigkeit mitgeteilt. Auch was an Nebenapparaten, wie Kompensationsapparat, Galvanometer usw., notwendig und zweckmäßig ist, findet man in dem Buch zusammengestellt. Häufig ist die Art der Messung mit dem einen oder anderen Instrument durch Zahlenbeispiele der größeren Verständlichkeit wegen illustriert, wobei auf die nötigen Vorsichtsmaßregeln und Fehlereinflüsse in überzeugender Weise aufmerksam gemacht werden konnte.

Kapitel 11 (Eichung der Pyrometer) enthält wertvolle Zusammenstellungen von Fixpunkten, ferner einige praktische Winke, auf die bei Eichungen zu achten ist und einige kurze Angaben über elektrische Heizapparate, die für Schmelzpunktsbestimmungen usw. zu verwenden sind. Erwünscht werden vielen auch die Tabellen am Schluß sein, speziell die über die Platintemperaturen.

Was die Anordnung des Stoffes anlangt, so ließe sich da vielleicht noch einiges verbessern; am meisten habe ich diesen Wunsch in den beiden ersten Kapiteln (Normalskala der Temperaturen und Gaspyrometer) empfunden, deren Inhalt mir etwas unübersichtlich erschienen ist. Als nicht ganz zweckmäßig ist mir auch die Art der Literaturangabe aufgefallen. Es ist zwar ein ausführliches Literaturverzeichnis am Schluß des Buches gegeben, durch das man sich orientieren kann. Im Text selbst findet sich aber nie ein Hinweis auf die eine oder andere Arbeit, nur der Name des Beobachters oder theoretischen Forschers ist angegeben, selten die Jahreszahl. Vielleicht kann in einer Neuauflage eine entsprechende Änderung vorgenommen werden, die freilich eine beträchtliche Arbeit bedeuten würde. Es würde sich aber schon deshalb lohnen, weil dadurch viel deutlicher die rasche Entwicklung der Messung hoher Temperaturen in den letzten Jahren hervortreten könnte, die doch zweifellos großes Interesse an sich bietet.

Leithäuser hat in der deutschen Ausgabe die neueren Strahlungsmessungen (Nachweis der Gesetze von Boltzmann, Wien, Planck), ferner u. a. auch die Messung von Flammentemperaturen, eine Beschreibung des Diesselhorstschen Kompensationsapparates, des Mikropyrometers von Burgeß mit aufgenommen und auch an anderen Stellen dafür Sorge getragen, daß der Inhalt und die Darstellung den neuesten Fortschritten entspricht. Valentiner.

F. Moritz, Les moteurs thermiques dans leurs rapports avec la thermodynamique. Moteurs à explosion et à combustion. Machines alternatives à vapeur. Turbines à vapeur. gr. 8. VI u. 297 S. mit 115 Textfiguren und 1 Tafel. Paris, Librairie Gauthier-Villars. 1913. Fr. 13.—

Der Verfasser stellt sich die Aufgabe, den Ingenieuren die Anwendungen der technischen Thermodynamik auf die in den thermischen Maschinen sich abspielenden inneren Vorgänge zu zeigen. Zu diesem Zweck beginnt das Buch mit einem kurzen Abriß der Thermodynamik der Gase und Dämpfe, an den sich die Besprechung der Kreisprozesse in den Verbrennungsmaschinen und Dampfmaschinen anschließt. Der weitere Inhalt des Buches ist der strömenden Bewegung der Dämpfe und der Theorie der Dampfturbinen gewidmet. Nach der Meinung des Verfassers enthält das Buch nur diejenigen theoretischen Grundlagen, die jeder Maschineningenieur mindestens wissen muß. Das Buch ist in sehr leichtverständlicher Form gehalten, bedeutet aber keine wesentliche Bereicherung der vorhandenen Literatur auf diesem Gebiete, und steht namentlich hinter den in deutscher Sprache erschienenen Werken über technische Thermodynamik zurück. Neben manchen ganz geschickten Ableitungen enthält das Buch leider auch ganz falsche Darstellungen: So wird z. B. auf S. 67 der Kreisprozeß der Explosionsmaschinen irrtümlich als zwischen zwei Adiabaten, einer Kurve konstanten Volumens und einer Isobare verlaufend angegeben, während er bei allen modernen Maschinen dieser Gattung theoretisch zwischen zwei Adiabaten und zwei Kurven konstanten Volumens verläuft. Dieser letzte Kreisprozeß wird auf S. 81 nur ganz nebenbei erwähnt. Ebenso wird der Kreisprozeß der Gleichdruckmaschinen, zu denen auch die Dieselmaschine gehört, auf S. 72 irrtümlich zwischen zwei Adiabaten und zwei Isobaren angegeben, und also mit dem Kreisprozeß in der Heißluftmaschine verwechselt. Der Prozeß in der modernen Gleichdruckmaschine verläuft in Wirklichkeit zwischen zwei Adiabaten, einer Kurve konstanten Druckes (Verbrennung) und einer Kurve konstanten Volumens.

Auf S. 102 wird bei der Besprechung der Expansionslinie des Dampfmaschinen-Indikatordiagramms bemerkt, daß diese Linie durch eine gleichseitige Hyperbel dargestellt werden kann und es heißt darauf wörtlich: „c'est à dire a peu près une isotherme". Sollte man bei einem Verfasser eines Buches über Thermodynamik wirklich nicht voraussetzen dürfen, daß er sich über den Verlauf einer Isotherme für gesättigte Dämpfe im Druck-Volumen-Diagramm klar ist?

Beim aufmerksamen Lesen des Buches findet man in den Formeln noch einige Unstimmigkeiten; so ist z. B. auf S. 111 von der rechten Seite der Gleichung (3) noch das Glied $Ap v_0$ abzuziehen. Das mechanische Wärmeäquivalent wird mit 432 mkg für 1 kg Kalorie angegeben, während neuerdings die Zahl 427 als der richtigste Mittelwert angesehen wird.

Sorgfältiger und vollständiger sind die Abschnitte über strömende Bewegung und die Theorie der Dampfturbinen behandelt. Das für diese Zwecke so außerordentlich bequeme Wärmeinhalts-Entropie-Diagramm von Mollier wird jedoch nur kurz erwähnt und nicht genügend gewürdigt. Am Schluß des Buches liegt eine große Temperatur-Entropietafel für Wasserdampf bei, in welche auch Kurven konstanten Wärmeinhalts (Drosselkurven) hineingezeichnet sind, und zwar von zwei zu zwei Wärmeeinheiten.

Wenn das Buch auch keine bedeutende Neuerscheinung darstellt, so kann es doch dank seiner anregenden Sprache und übersichtlichen Anordnung des Stoffes den Lesern empfohlen werden.

R. Plank.

H. Busch, Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik. gr. 8. VIII u. 246 S. m. 69 Fig. Leipzig, S. Hirzel. 1913. Geh. M. 6.—, geb. M. 7.—

Stabilitätsfragen spielen in den verschiedenen Gebieten der Elektrotechnik eine wichtige Rolle. Wo solche Fragen auftauchten, hat man sie bisher je nach Lage des Falles in recht verschiedener Weise zu beantworten versucht. Dagegen hat eine Betrachtung dieser Probleme aus einheitlichen allgemeinen Gesichtspunkten heraus bisher noch gefehlt. Diese Lücke wird von der vorliegenden Arbeit ausgefüllt. Es werden darin die allgemeinen Methoden zur Lösung von Stabilitätsfragen angegeben und die verschiedenen Wege, die man bei der Behandlung spezieller Probleme einschlagen kann, einer kritischen Betrachtung unterzogen. Dies ist wichtig, weil bei gedankenloser Anwendung von speziellen „Stabilitätskriterien" leicht Trugschlüsse herauskommen. Die theoretischen Betrachtungen sind durch zahlreiche Anwendungsbeispiele und stellenweise auch durch Versuchsergebnisse erläutert. Die Mehrzahl der Beispiele betrifft Erscheinungen, die in der Elektrotechnik zwar seit langem wohl bekannt sind; aber es ist überraschend, wie manche von ihnen in der vorliegenden Darstellungsweise in einem ganz neuen Lichte erscheinen.

Die einzelnen Kapitel behandeln:

I. Die Stabilität der stationären Bewegung von Elektrizität.

II. Die Stabilität der stationären Bewegung rotierender Massen.

III. Die mechanisch-elektrische Stabilität.

IV. Anwendungen auf praktische Fälle.

Das Buch ist ein erweiterter Abdruck der aus dem Simonschen Institut hervorgegangenen Göttinger Dissertation des Verfassers und bildet auch für diejenigen, die an den behandelten Fragen kein unmittelbares Fachinteresse haben, eine anregende Lektüre. K. W. Wagner.

Tagesereignisse.

Fabrikmäßige Darstellung von Merkurosulfat für Normalelemente.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Auf Anregung der Reichsanstalt hat sich die Firma E. de Haën, Chemische Fabrik „List" G. m. b. H. in Seelze bei Hannover der Mühe unterzogen, Merkurosulfat für Normalelemente in größeren Mengen herzustellen unter Beachtung der ihr zu diesem Zweck gegebenen Anweisungen der Reichsanstalt.

Das Merkurosulfat wird unter einer gesättigten Lösung von Kadmiumsulfat aufbewahrt, so daß es zur Verwendung in Weston-Normalelementen (mit gesättigter Lösung) ohne weiteres zu verwenden ist und kann in Flaschen zu ½ kg, welche in der Reichsanstalt plombiert sind, von der Firma zum Preise von 50 M. pro Flasche bezogen werden.

Bekanntlich ergibt das im Handel bezogene Merkurosulfat häufig abweichende Werte der EMK[1]), während nach der von Herrn von Steinwehr angegebenen Fällungsmethode[2]), die auch von der Firma de Haën befolgt worden ist, ein stets gleichbleibendes Präparat erhalten wird. Der gesamte von der Firma hergestellte Vorrat wird der Reichsanstalt zugestellt und durch Herstellung von Probeelementen, die 2—3 Monate unter Beobachtung gehalten werden, auf sein Verhalten in elektrochemischer Hinsicht geprüft.

1) Zeitschr. f. Instrkde. **21**, 76, 1901.
2) Ib. **25**, 205, 1905.

Die Firma erhält dann das Präparat in plombierten Flaschen zum Verkauf zurück, so daß jede Gefahr einer Verwechslung ausgeschlossen ist.

Empfangsanordnung für die Beobachtungen während der Sonnenfinsternis.

(Zirkular der Redaktion des Jahrbuchs der drahtlosen Telegraphie, Zürich I, Hauptpostfach 6127.)

Von der Parallelohm-Hörmethode soll, weil zu ungenau und zu sehr von subjektiven Faktoren beeinflußt, möglichst abgesehen werden. Es wird die Benutzung eines empfindlichen Galvanometers (von etwa $5 \cdot 10^{-9}$ Amp. Empfindlichkeit am besten bei 5000 Ohm Widerstand und 1 Sek. Schwingungsdauer) erbeten, entweder mit photographischer Registrierung oder mit Ablesungen; in letzterem Falle sind die Ausschläge graphisch als Ordinaten aufzutragen, während die Zeit die Abszissenachse bildet, wobei der Maßstab willkürlich gewählt werden kann. Atmosphärische Störungen werden natürlich mit registriert. Das Galvanometer wird in einem aperiodischen Detektorkreis, der möglichst eng mit der Antenne zu koppeln ist, an Stelle des Telephons geschaltet, und zwar am besten unter Parallelschaltung eines kleinen Blockkondensators zum Telephon bzw. Galvanometer. Als Detektor wird vorteilhaft ein empfindlicher Kontakt-Kristalldetektor benützt und empfiehlt es sich, zwei Detektoren von gleicher Empfindlichkeit zur abwechselnden Benutzung bereit zu halten.

Ich bitte um gefl. baldige Mitteilung, ob auf Ihre freundliche Unterstützung durch solche Aufnahmen zu rechnen ist. Voraussichtlich wird mit Vorversuchen zur Einübung schon im Juni begonnen werden, und lasse ich im Falle Ihrer Zusage Versuchsprogramm demnächst folgen.

Dr. G. Eichhorn,
Mitarbeiter der Commission Internationale de T. S. F. (Brüssel) und des B. A. Committee (London).

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Akademie (vom 1. Oktober 1914 ab: Universität) Frankfurt a. M. Dr. Alfred Brill für Astronomie.

Ernannt: Der a. o. Professor der Wesleyan University in Middletown Dr. Burton H. Camp zum ord. Professor der Mathematik ebenda, der ord. Professor der Astronomie an der Universität St. Petersburg Dr. Alexander Alexandr. Ivanov zum Direktor der Sternwarte daselbst, der Direktor des Yerkes Observatory Dr. F. Slocum zum ord. Professor der Mathematik an der Wesleyan University in Middletown, der Privat- und Honorardozent für Geschichte der Naturwissenschaften an der Technischen Hochschule Wien Dr. Franz Strunz zum a. o. Professor an derselben Hochschule, der Privatdozent für Chemie an der Universität Breslau Professor Dr. Otto Sackur zum Abteilungsleiter am Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische und Elektrochemie zu Berlin-Dahlem, der a. o. Professor für chemische Analyse an der K. Ung. Hochschule für Berg- und Forstwesen in Schemnitz Ludwig Tomasovszky zum ord. Professor an derselben Anstalt.

Verliehen: Dem Assistenten am Physikalischen Staatslaboratorium in Hamburg Dr. Christian Jensen der Titel Professor, dem ord. Professor der Physikalischen Chemie an der Universität Leipzig Dr. Max Le Blanc der Titel Geh. Hofrat.

Gestorben: Instructor of Chemistry an der Universität von Chicago Dr. Edith Ethel Bernard, der frühere Professor der Mathematik Dr. Charles Ruchonnet in Lausanne, der emer. ord. Professor der Physik an der Kaiserl. Universität St. Petersburg Dr. Ivan J. Borgmann.

Für die Redaktion verantwortlich i. V.: Privatdozent Dr. Max Born in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Fig. 2.

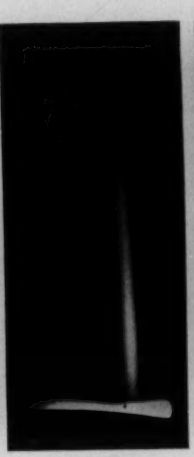


Fig. 3.

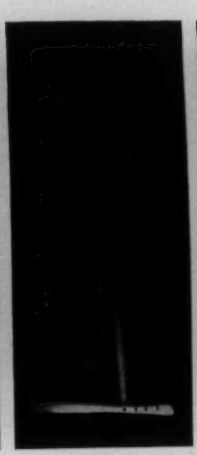


Fig. 4.

Fig. 5.

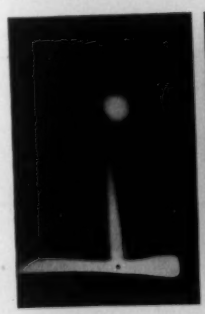


Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 13.

Fig. 14.

Fig. 15.

Fig. 16.

Fig. 8.

Fig. 9.

R. W. Wood und G. A. Hemsalech, Die durch Ultra-Schumann-Wellen erregte Fluoreszenz von Gasen.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

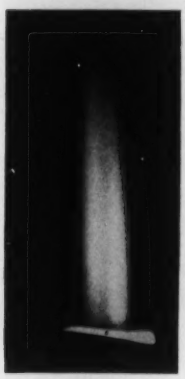


Fig. 6.

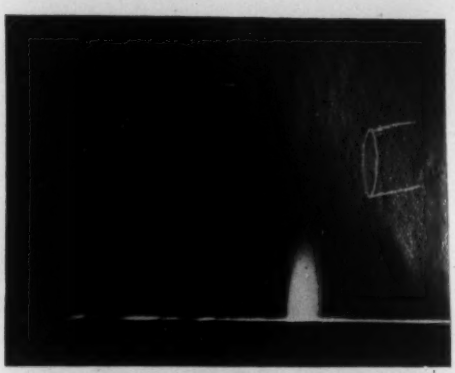


Fig. 10.

Fig. 7.

Fig. 17.

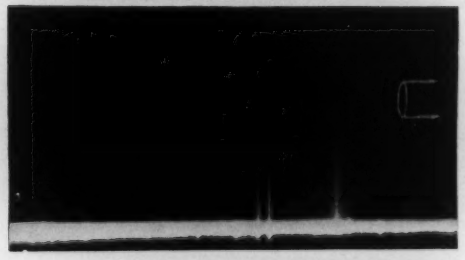


Fig. 18.

Fig. 20.

Fig. 19.

R. W. Wood und G. A. Hemsalech, Die durch Ultra-Schumann-Wellen erregte Fluoreszenz von Gasen.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

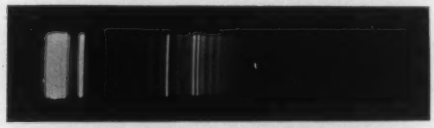


Fig. 1. $CaCl_2$ in Sauerstoff.

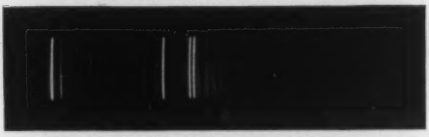


Fig. 2. $CaCl_2$ in Wasserstoff.

Fig. 3. $SrCl_2$ in Sauerstoff.

Fig. 4. $BaCl_2$ in Sauerstoff.